

Untersuchung der Erhöhung
des Wirkungsquerschnitts
der Sub-Coulombfusion
durch Nukleonen-Transfer

Werner Karl Schomburg

Disbui. München

1988



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41554827_0109

**Untersuchung der Erhöhung des
Wirkungsquerschnitts der Sub-Coulombfusion
durch Nukleonen-Transfer**

DISSERTATION

der Fakultät für Physik

der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Werner Karl Schomburg

aus Kiel

München, den 28.8.1987

1. Gutachter: Prof. Dr. S.J. Skorka
 2. Gutachter: Prof. Dr. H.H. Wolter
- Tag der mündlichen Prüfung: 4.2.1988

Inhaltsverzeichnis

1. Zusammenfassung
2. Einleitung
3. Theoretische Betrachtungen zur Sub-Coulombfusion
 - 3.1. Gleichungen für die Berechnung von Fusionswirkungsquerschnitten
 - 3.1.1. Eindimensionale Modelle
 - 3.1.2. Barrierenverteilungen
 - 3.2. Berechnung von Eigenwertverteilungen
 - 3.2.1. Das Constant-Coupling-Modell
 - 3.2.2. Die „finite range“ Version von CCFUS
 - 3.3. Constant-Coupling und Fluktuationsmodell im Vergleich
 - 3.4. Bestimmung von Barrierenverteilungen aus experimentell gemessenen Anregungsfunktionen mit FLUKT
4. Aufbau und Ablauf des Experimentes
 - 4.1. Experimenteller Aufbau
 - 4.2. Durchführung der Messungen
5. Auswertung der Daten
 - 5.1. Monte-Carlo-Programm TRANMI
 - 5.2. Methode der Datenanalyse
 - 5.3. Anpassung der Ladungsverteilung
 - 5.4. Einfluß der Strahlführung auf die Spektrometereffizienz
 - 5.5. Effizienzveränderung durch die 2. Separatorblende
6. Meßergebnisse

7. Diskussion

7.1. Asymptotische Barrierenerniedrigung D

7.2. Untersuchung der D_{exp} auf Korrelationen zu Q-Werten

7.3. Vergleich der D's mit CCFUS-Rechnungen

7.3.1. Beitrag durch inelastische Anregungen

7.3.2. Beitrag durch Zwei-Neutronentransfer

7.3.3. Beitrag durch Ein-Neutronentransfer

7.3.4. Anpassung an die D_{exp} mit CCFUS

8. Ausblick

9. Literaturverzeichnis

10. Danksagung

11. Lebenslauf

1. Zusammenfassung

Für die vorliegende Arbeit wurden die Anregungsfunktionen der Sub-Coulombfusion der Reaktionen $^{33}\text{S} \rightarrow 99, 100, 101, 102, 104\text{Ru}$ und $104, 105, 106\text{Pd}$ gemessen.

Die Trennung der seltenen Evaporationsrestkerne von den Strahlteilchen mit dem Münchener Rückstoß-Spektrometer machte eine nahezu untergrundfreie Identifikation der Rückstoßkerne durch ein Detektorsystem möglich. Durch die Messung der drei Parameter Flugzeit, Energie und Energieverlust beim Teilchennachweis konnte zwischen gestreuten Strahlteilchen und Evaporationsrestkernen unterschieden werden. Die absoluten Wirkungsquerschnitte ergaben sich dann aus der gemessenen Rutherford-Streuung am Target und der mit einem Monte-Carlo-Programm berechneten Nachweiseffizienz.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, nach Indizien dafür zu suchen, daß die Wirkungsquerschnitte der Sub-Coulombfusion durch Nukleonentransferkanäle gegenüber der Vorhersage aus eindimensionalen Tunnelrechnungen erhöht werden. Früher wurde eine Korrelation zwischen positivem Q-Wert für Zwei-Neutronentransfer und der Erhöhung der Wirkungsquerschnitte festgestellt [Pen83]. Deshalb lag es nahe, auch bei anderen Transferkanälen nach entsprechenden Zusammenhängen zu suchen.

Die großen Unterschiede der Q-Werte für Ein-Neutronentransfer von Targets *ungerader* bzw. *gerader* Neutronenzahl zum Projektil ^{33}S und für Ein-Neutronentransfer zum ^{32}S finden für die hier untersuchten Reaktionen keine Entsprechung in den Erhöhungen der Wirkungsquerschnitte. Deshalb deuten die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit auch ohne die Zuhilfenahme einer Theorie schon auf einen unerwartet kleinen Beitrag des Ein-Neutronentransfers auf die Fusion hin.

Unter Verwendung des „finite range constant coupling-“ Modells kann aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten der Sub-Coulombfusion auf den relativen Beitrag von Zwei-Neutronen- und Protonentransferkanälen geschlossen werden.

Mit einer Anpassung an gemessene Anregungsfunktionen der Sub-Coulombfusion wurden die Barrierenverteilungen bestimmt, die zur Erhöhung der Wirkungsquerschnitte führten. Viele der gefundenen Barrierenverteilungen weisen diskrete Strukturen auf, die einen Coupled-Channel-Formalismus für die Beschreibung der Anregungsfunktionen nahelegen.

Aus den Barrierenverteilungen der Nachbarsysteme $^{33}\text{S} \rightarrow ^{91,92}\text{Zr}$ der in der vorliegenden Arbeit behandelten Reaktionen wurde mit einem einfachen Constant-Coupling-Modell, das nur die Ankopplung eines Kanals zuläßt, die Q-Werte dieses Kanals bestimmt. Der Vergleich mit den Q-Werten für Nukleonentransfer deutet ebenso auf die Erhöhung der Wirkungsquerschnitte durch Zwei-Neutronentransfer hin wie die hiervon unabhängige Analyse der Reaktionen $^{33}\text{S} \rightarrow ^{99,100,101,102,104}\text{Ru}$ und $^{104,105,106}\text{Pd}$.

2. Einleitung

Die Messung der Fusionswirkungsquerschnitte schwerer Ionen unterhalb der klassischen Coulombbarriere führte zu der Entdeckung, daß eindimensionale Tunnelrechnungen die Daten um Größenordnungen unterschätzen [Bec80] [Sto78] [Rei82]. Dieses Phänomen fand bald das Interesse zahlreicher Experimentatoren und führte zu verschiedenen theoretischen Interpretationen [Esb81] [Das83] [Tan85]. Übersichtsartikel finden sich in [Sko86], [Ste84], [Bec85a] und [Bec85b].

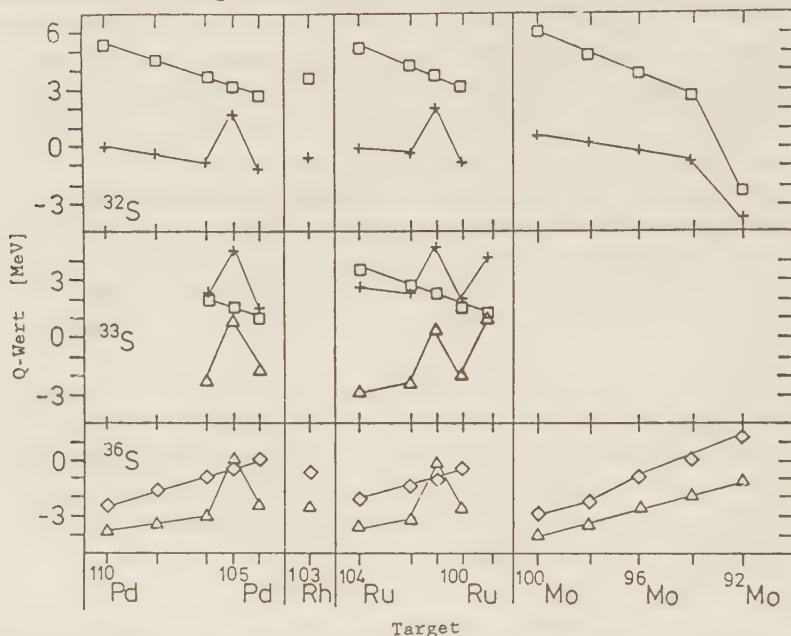
Die theoretischen Arbeiten deuten die experimentellen Ergebnisse als Folge mehrdimensionaler Barrierenverteilungen [Kra83]. Als zusätzliche Freiheitsgrade werden inelastische Anregung [Das83], Deformation [Sto78], Halsbildung [Kra79b] [Vaz81] [Sch87b], Nullpunktschwingungen [Esb81] und Transfer in Verbindung mit der Fusion [Bro82] diskutiert.

Auf eine Erhöhung des Wirkungsquerschnitts durch Zwei-Neutronentransfer weisen vor allem die Arbeiten von Beckerman [Bec80] und Pengo [Pen83] hin. Hier zeigte sich eine Korrelation zwischen dem Q-Wert für den Transfer von zwei Neutronen und der Erhöhung der gemessenen Anregungsfunktionen gegenüber den Resultaten eindimensionaler Tunnelrechnungen.

In der vorliegenden Arbeit soll der Einfluß des Nukleonentransfers auf die Fusion genauer untersucht werden. Der Vergleich der Reaktionen von ^{33}S mit Targets *gerader* und *ungerader* Neutronenzahl untereinander und mit den Messungen aus [Pen83] sollte besonders eindeutige Hinweise auf den Effekt des Ein-Neutronentransfers auf die Fusion geben. Dies zeigen die in Figur 1 dargestellten Q-Werte für Neutronentransfer. Die Q-Werte für Ein-Neutronentransfer sind für Reaktionen mit Targets *ungerader* Neutronenzahl gegenüber den Q-Werten der Reaktionen mit den Nachbarisotopen *gerader* Neutronenzahl deutlich erhöht. Für die Reaktionen mit ^{33}S sind die Q-Werte für Ein-Neutronentransfer darüber hinaus besonders groß.

Eine Korrelation zum Q-Wert, wie sie für ^{32}S gefunden worden war, würde für die Daten von ^{33}S auf Targets *ungerader* Neutronenzahl deutlich größere Wirkungsquerschnitte der Sub-Coulombfusion erwarten lassen als für die Reaktionen mit Targets *gerader* Neutronenzahl.

Darüber hinaus sind die Wirkungsquerschnitte des *Ein*-Neutronentransfers in der Regel größer als die für den *Zwei*-Neutronentransfer [Bec84] [Reh85] [Mac85]. Allein dieser Umstand könnte bei Targets gerader Neutronenzahl für ^{33}S -Reaktionen im Vergleich zu ^{32}S eine größere Fusionserhöhung erwarten lassen.



Figur 1: Q-Werte für Neutronentransfer für die Projektile ^{32}S (oben), ^{33}S (Mitte), ^{36}S (unten) und die auf der Abzisse angegebenen Targets. Es bedeuten: □: Zwei-Neutronentransfer zum Projektil, ◇: Zwei-Neutronentransfer zum Target, +: Ein-Neutronentransfer zum Projektil, △: Ein-Neutronentransfer zum Target. Alle nicht aufgeführten Q-Werte sind negativ.

Experimentell ist für die Messung die Trennung der seltenen Fusionsprodukte vom Untergrund der um einen Faktor von ca. 10^{10} häufigeren Projektilteilchen nötig. Da die meisten Evaporationsrestkerne das Target unter kleinen Winkeln zur Strahlachse verlassen, ist die Messung kleiner Wirkungsquerschnitte nur unter 0° möglich. Hierzu dienen im allgemeinen elektrostatische Deflektoren [Fre83] [Rcg85] oder Geschwindigkeitsfilter [Sal77] [Eng77] [Mün79] [Rud83] [Sko84].

Für diese Arbeit wurden mit dem Münchener Rückstoß-Spektrometer die Anregungsfunktionen der Reaktionen $^{33}\text{S} \rightarrow ^{99,100,101,102,104}\text{Ru}$, $^{104,105,106}\text{Pd}$ gemessen. Die Datenanalyse zeigt, daß der Einfluß des *Ein*-Neutronentransfers zumindest sehr viel kleiner ist als bisher erwartet worden war. Für *Ein*- und *Zwei*-Protonentransfer und *Zwei*-Neutronentransfer wurden Korrelationen zu den Q-Werten festgestellt. Eine Analyse mit einem einfachen „finite range constant coupling-“ Modell spricht jedoch gegen einen großen Einfluß des *Zwei*-Protonentransfers auf die Fusion.

3. Theoretische Betrachtungen zur Sub-Coulombfusion

3.1. Gleichungen für die Berechnung von Fusionswirkungsquerschnitten

3.1.1. Eindimensionale Modelle

Unter der Voraussetzung, daß jedes System, das die Fusionsbarriere überwunden oder untertunnelt hat, zu einem Compoundkern fusioniert ("ingoing wave boundary condition"), lassen sich die Wirkungsquerschnitte σ_f der Sub-Coulombfusion berechnen mit (siehe z.B. [Bas80]):

$$\sigma_f(E) = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) T_{\ell}(E) \quad (1)$$

Hierin bedeuten E die Energie im Schwerpunktsystem, λ die durch 2π dividierte de Broglie-Wellenlänge und T_{ℓ} die Transmissionswahrscheinlichkeit durch die Coulombbarriere der Partialwelle ℓ . T_{ℓ} läßt sich mit verschiedenen Näherungsverfahren berechnen.

Sehr grob ist die Sharp-cut-off-Näherung, die den Tunneleffekt ganz außer Acht läßt. Für T_{ℓ} wird angenommen, daß:

$$T_{\ell} = \begin{cases} 1 & \text{für alle } \ell \leq \ell_{cr} \\ 0 & \text{für alle } \ell > \ell_{cr} \end{cases} \quad (2)$$

Das heißt, alle Partialwellen, deren ℓ kleiner ist als ein kritischer Bahndrehimpuls ℓ_{cr} , können die Barriere überwinden und tragen zur Fusion bei. Für alle $\ell > \ell_{cr}$ ergibt sich kein Fusionsbeitrag.

Wird Gleichung 2 in Gleichung 1 eingesetzt, so folgt:

$$\sigma_f(E) = \begin{cases} \pi \lambda^2 (\ell_{cr}+1)^2 & \text{für } E > V_B \\ 0 & \text{für } E \leq V_B \end{cases} \quad (3)$$

(R_B := Ort des Barrierenmaximums, V_B := Barrierenhöhe für Partialwelle $\ell = 0$)

Nach dieser klassischen Näherung ergibt sich also für Energien unterhalb der Coulombbarriere V_B kein Wirkungsquerschnitt. Gleichung 3 läßt sich deshalb nur für $E \gg V_B$ und damit auch $\ell_{cr} \gg 1$ anwenden. Sie führt durch Umformung auf die $1/E$ -Abhängigkeit der Fusion $\sigma_F(E) = \pi R_B^2 (1 - V_B/E)$.

In der Nähe ihres Maximums läßt sich die Coulombbarriere relativ gut durch eine umgekehrte Parabel annähern. Mit dieser Aproximation kommen Hill und Wheeler [Hil53] unter Berücksichtigung des Tunneleffektes zu folgender Gleichung für T_ℓ :

$$T_\ell(E) = \frac{1}{1 + \exp\left[2\pi \frac{V_{B\ell} - E}{\hbar\omega_\ell}\right]} \quad (4)$$

$V_{B\ell}$ bezeichnet hier die Höhe des Maximums des Coulombwalls zum Drehimpuls ℓ und ω_ℓ ist die sogenannte Oszillatorfrequenz, die ein Maß für die Krümmung der Barriere im Maximum und damit auch für deren Breite ist. Oft verwendet man auch die Größe $\varepsilon_\ell = \hbar\omega_\ell/2\pi$. ω_ℓ berechnet sich als:

$$\omega_\ell = \left| \frac{1}{\mu} \frac{d^2}{dr^2} \left[V_C(r) + V_N(r) + \frac{\ell(\ell+1) \hbar^2}{2\mu r^2} \right] \right|^{1/2} \bigg|_{r=R_B}$$

(μ := reduzierte Masse)

$V_C(r) = Z_1 Z_2 e^2/r$ bezeichnet das Coulomb-Potential und $V_N(r)$ das nukleare Potential, für das man verschiedene Ansätze verwenden kann wie z.B. KNS [Kra79], Saxon-Woods [Siw78] oder Proximity [Blo77]. Figur 2 zeigt mit diesen Potentialen berechnete Anregungsfunktionen.

In einer weitergehenden Näherung kann man die ℓ -Abhängigkeit von ω vernachlässigen und die Summe über die Partialwellen in Gleichung 1 durch ein Integral ersetzen und bekommt die Wong-Formel [Won73] für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts:



$$\sigma_f(E) = \frac{\hbar\omega}{2E} R_B^2 \ln \left[1 + \exp \left(2\pi \frac{E - V_B}{\hbar\omega} \right) \right] \quad (5)$$

Die Gültigkeit von Gleichung 5 und Gleichung 1 mit den T_ℓ aus der Hill-Wheeler-Formel (Gleichung 4) ist nicht auf den Bereich unter oder über der Barriere beschränkt wie die Sharp-cut-off-Näherung. Beide Wege der Berechnung könnten von daher in der vorliegenden Arbeit Anwendung finden.

Für schwerere Systeme, wie die in dieser Arbeit behandelten, ergeben sich nur geringe Abweichungen der Berechnungen mit der Wong-Formel von den Ergebnissen, die mit Hilfe der Hill-Wheeler-Formel gewonnen werden. Diese Abweichungen sind insbesondere wesentlich kleiner als die Unterschiede, die sich aus der Wahl verschiedener Potentiale ergeben. Deshalb wird in dieser Arbeit häufig die Wong-Formel verwendet, mit der die Berechnungen sehr viel (ca. 50 mal) schneller durchzuführen sind.

An die Grenze ihrer Gültigkeit stoßen die Hill-Wheeler und die Wong-Formel, wenn das Tunneln so weit unterhalb des Barrierenmaximums berechnet werden soll, daß sich die Barrierenform nicht mehr gut durch eine Parabel annähern läßt. In diesem Fall muß $T_\ell(E)$ in der WKB-Näherung berechnet werden als [Lan84b]:

$$T_\ell(E) = \frac{1}{1 + \exp(S_\ell)}$$

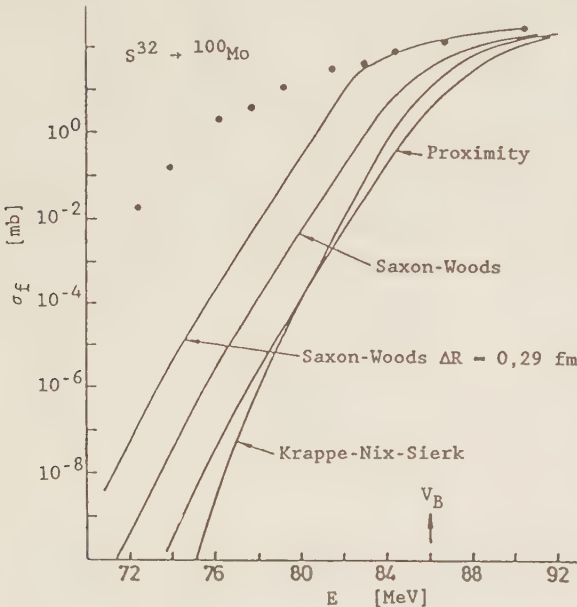
S_ℓ bezeichnet hier das klassische Wirkungsintegral:

$$S_\ell = 2 \int_{R_1}^{R_2} \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} (V_\ell(r) - E)} dr \quad (6)$$

R_1 und R_2 sind die beiden klassischen Umkehrpunkte an denen für das Ion-Ion-Potential $V_\ell(r)$ der Partialwelle ℓ gilt: $V_\ell(R_1) = V_\ell(R_2) = E$.

Ein Nachteil der WKB-Näherung ist, daß sich die Wirkungsquerschnitte oberhalb der Barriere nicht ohne weiteres mit diesem Verfahren berechnen lassen, weil der Integrand in Gleichung 6 oberhalb der Barriere imaginär wird. Ein weiterer Nachteil ist in dem hohen Rechenaufwand für die numerische Integration von S_ρ zu sehen.

Andererseits weichen die Barrierenformen nur für leichte Systeme schon einige MeV unterhalb des Maximums von der Parabelform stark ab, während sich für die hier betrachteten schwereren Systeme erst bei Wirkungsquerschnitten unter $10 \mu\text{b}$ merkliche Abweichungen von den Parabelnäherungen zeigen [Sko86]. In dieser Arbeit kann deshalb auf die Anwendung der WKB-Näherung verzichtet werden.



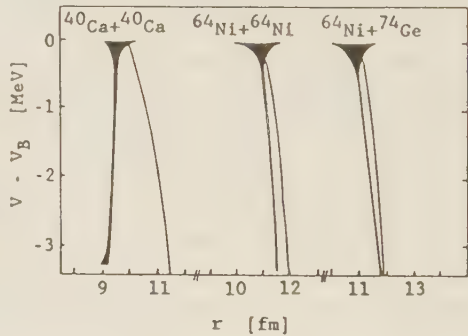
Figur 2: Vergleich einer gemessenen Anregungsfunktion [Pen83] mit eindimensionalen Tunnelrechnungen, denen unterschiedliche Potentiale zugrunde gelegt wurden. Durch Korrekturen der Potentialparameter wie z.B. der Kernradien um $\Delta R = 0,29 \text{ fm}$ ist keine Beschreibung der Meßdaten möglich. Die experimentellen Fehler sind von der Größenordnung der Symbole.

In Figur 2 wird eine gemessene Anregungsfunktion mit Berechnungen mit unterschiedlichen Potentials verglichen. Selbst durch eine Korrektur des Potentials ist es nicht möglich, alle Wirkungsquerschnitte auch nur annähernd richtig zu beschreiben. Es ergeben sich Abweichun-

gen um mehrere Größenordnungen. Dieses Phänomen wurde bei vielen Fusionsreaktionen beobachtet [Ste84].

Wollte man durch eine Anpassung des Potentials zu einer Beschreibung der Anregungsfunktionen kommen, so müßten völlig unglaubliche Potentialformen angenommen werden. Dies wurde in [Bal83] sehr schön illustriert (siehe Figur 3).

Figur 3: Bild aus [Bal83]. Gezeigt werden Coulombbarrieren deren Form sich aus der Forderung ergibt, daß eine eindimensionale Tunnelrechnung die gemessenen Anregungsfunktionen wiedergibt. Der äußere Anstieg des Potentials wurde aus einem Tröpfchenmodell bestimmt. Die Breite der Linie, die den inneren Abfall beschreibt, gibt die Fehlergrenzen an.



Eine akzeptablere Erklärung der beobachteten Erhöhung der Wirkungsquerschnitte stellen die im nächsten Abschnitt beschriebenen Barrierenverteilungen dar.

3.1.2. Barrierenverteilungen

Zur theoretischen Beschreibung der Anregungsfunktionen der Sub-Coulombfusion wurden verschiedene Modelle vorgeschlagen, bei denen an die Stelle der oben betrachteten eindimensionalen Coulombwalle Barrierenverteilungen treten. Allgemein läßt sich σ_f dann berechnen als [Kra83] :

$$\sigma_f(E) = \int_{-\infty}^{\infty} g(V) \sigma_{1D}(E, V) dV \quad (7)$$

Hierin ist $\sigma_{1D}(E, V)$ der Wirkungsquerschnitt, der sich aus dem Tunneln unter einer eindimensionalen Barriere der Höhe V ergibt, und $g(V)$ die Gewichtsfunktion, die die Form der Barrierenverteilung angibt.

Esbensen schlug für $g(V)$ eine Gaußfunktion vor, die durch Barrierenfluktuationen hervorgerufen werden sollte [Esb81]. Reisdorf et al. [Rei85] zeigten dann, daß sich die Steigung der gemessenen Anregungsfunktionen bei sehr kleinen Wirkungsquerschnitten (≤ 1 mb) mit diesem Modell noch besser beschreiben ließen, wenn man einen Abschneideparameter t einführt. Damit wird die Gewichtsfunktion auf das Intervall $[-t \sigma_G, +t \sigma_G]$ ($\sigma_G :=$ Standardabweichung der Gaußkurve) beschränkt.

Eine diskrete Gewichtsfunktion erhält man, wenn man das Constant-Coupling-Modell [Das83] benutzt:

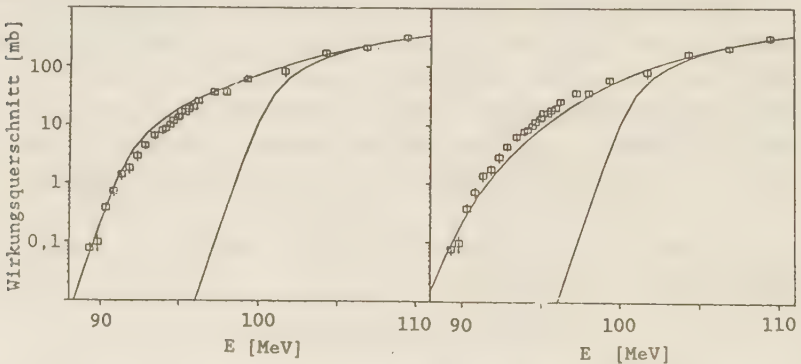
$$\sigma_f(E) = \sum_m |U_{m0}|^2 \sigma_{1D}(E, V_B + \lambda_m) \quad (8)$$

($|U_{m0}|^2 :=$ Gewichte, $\lambda_m :=$ Eigenwerte)

Hier wird das Ankoppeln verschiedener Reaktionskanäle an die Fusion näherungsweise berechnet. Die Kopplungsstärke wird als vom Kernabstand unabhängig angenommen. Dies wird damit begründet, daß die Kopplung nur am Ort der Barriere stark in die Rechnung eingeht und so nur eine unwesentliche Überschätzung des Effektes auftritt, wenn die Kopplungswechselwirkung am Ort der Barriere diagonalisiert wird. Dieses Modell wird im Abschnitt 3.2. genauer beschrieben.

Bei der adiabatischen Methode von Tanimura et al. [Tan85] wird die Kopplungsstärke dagegen als ortsabhängig betrachtet und es ergeben sich kleinere Transmissionen. Es wird jedoch angenommen, daß das fusionierende System genügend Zeit hat die niedrigste Barriere zu finden. Somit werden alle Fusionsprodukte durch Tunneln unter der niedrigsten Barriere gebildet und diese hat im Gegensatz zum Constant-Coupling-Modell ein Gewicht von 1. Die hier erwähnte adiabatische Näherung kann nur für Energien weit unter der Barriere gültig sein. Deshalb kann mit ihr nicht eine ganze Anregungsfunktion berechnet werden.

Sowohl mit der Vorstellung von Barrierenfluktuationen als auch mit Constant-Coupling-Rechnungen kann man bei geeigneter Parameterwahl zu ungefähren Beschreibungen der Meßergebnisse kommen. Wie aber in Figur 4 zu sehen ist, ist die berechnete Anregungsfunktion im ersten Fall zu flach und im zweiten zu steil, so daß es zu systematischen Abweichungen kommt.



Figur 4: Gemessene Anregungsfunktion $^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{64}\text{Ni}$ [Bec82] links im Vergleich mit Berechnungen mit CCFUS (Ankopplung der niedrigsten 2^+ - und 3^- -Zustände von Projektil und Target und des Zwei-Neutronentransfers mit $F_{2n} = 4,5$ MeV, Christensen-Winther-Potential mit $\Delta V_B = -0,8$ MeV) und rechts im Vergleich mit einer Gauß-förmigen Barrierenverteilung ($\sigma_G = 4,2$ MeV, Proximity Potential mit $\Delta V_B = -2,0$ MeV) mit Abschneideparameter $t = 2,5$. Obwohl die Parameter angepaßt wurden zeigen sich systematische Abweichungen von den Meßwerten. Nähere Details zu den Berechnungen finden sich in den Abschnitten 3.2. und 7.3.1.

Dies kann nicht nur im dargestellten Beispiel beobachtet werden, sondern trifft für viele Anregungsfunktionen zu. Ausnahmen sind neben den Systemen für die keine Erhöhung der Wirkungsquerschnitte festgestellt wurde wie $^{16,17,18}\text{O} \rightarrow ^{112,116,117,118,119,120,122,124}\text{Sn}$ [Jac86] und $^{33}\text{S} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$ [Sch87a] die Systeme $^{40}\text{Ar} \rightarrow ^{112,116,122}\text{Sn}$, für die in [Rei85] gezeigt wird, daß sie sich mit dem Fluktuationsmodell gut beschreiben lassen. Es ist bemerkenswert, daß in all diesen Fällen magische Kerne beteiligt sind.

3.2. Berechnung von Eigenwertverteilungen

3.2.1. Das Constant-Coupling-Modell

Die Wechselwirkung von zwei Kernen miteinander läßt sich im Prinzip durch die Schrödingergleichung $\hat{H} \Psi = E \Psi$ beschreiben mit [May79]:

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^{A_P+A_T} - \frac{\hbar^2}{2 m_i} \Delta_i + \sum_{\substack{i,j \\ i < j}} V_{ij} \quad (9)$$

Hierin bezeichnet $\hat{H}$ den Hamiltonoperator, m_i die Masse des i -ten Nukleons, A_P und A_T die Anzahl der Nukleonen im Projektil bzw. Target und V_{ij} das Nukleon-Nukleon-Potential zwischen dem i -ten und dem j -ten Nukleon.

Gleichung 9 läßt sich in dieser Form nicht lösen, da die Gesamtanzahl der Nukleonen für die hier betrachteten Systeme zwischen 124 und 146 liegt. Die Differentialgleichung ist deshalb zu umfangreich um numerisch gelöst zu werden. Darüber hinaus wäre es für eine numerische Lösung von Gleichung 9 nötig, die V_{ij} genau zu kennen.

Eine naheliegende Näherung, die Gleichung 9 lösbar macht, ist es das Vielteilchensystem als Zweiteilchensystem aufzufassen:

$$\hat{H} = - \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + V(r) \quad (10)$$

(μ := reduzierte Masse, r := Abstand der Kerne voneinander)

$V(r)$ ist hier das Ion-Ion-Potential, das aus einem Coulombanteil V_C und einem nuklearen Anteil V_N besteht. In Gleichung 10 wird nur ein Freiheitsgrad (der Abstand der Kerne voneinander) betrachtet und die inneren Freiheitsgrade der Kerne bleiben unberücksichtigt. Diese Gleichung führt auf die in Abschnitt 3.1.1. beschriebenen eindimensionalen Modelle für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes der Fusion. Wie schon in 3.1.1. gezeigt wurde, ist dies eine zu grobe Näherung, die nicht geeignet ist, die physikalische Realität angemessen zu beschreiben.

Deshalb werden bei der Coupled-Channels-Näherung [Das83] der intrinsische Hamiltonoperator $H_0(\xi)$ der beiden Kerne in großer Entfernung und das Kopplungspotential $V_{cpl}(r, \xi)$ der Kopplung der inneren Freiheitsgrade an den Relativabstand r der Kerne voneinander mitberücksichtigt (ξ bezeichnet die Variablen der intrinsischen Kernstruktur):

$$H = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + H_0(\xi) + V(r) + V_{cpl}(r, \xi) \quad (11)$$

Die Eigenfunktionen Ψ von Gleichung 11 werden nach den Eigenzuständen $|n\rangle$ von H_0 entwickelt gemäß:

$$\Psi = \sum_n \chi_n(r) |n\rangle \quad (12)$$

Einsetzen von Gleichung 11 und 12 in die Schrödingergleichung ergibt:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + H_0(\xi) + V(r) + V_{cpl}(r, \xi) \right] \sum_n \chi_n(r) |n\rangle = E \sum_n \chi_n(r) |n\rangle$$

$$\Rightarrow \sum_n \left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + V(r) - E \right] \chi_n(r) |n\rangle = - \sum_n \left[H_0(\xi) + V_{cpl}(r, \xi) \right] \chi_n(r) |n\rangle$$

Diese Gleichung läßt sich nun in folgendes Gleichungssystem überführen:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + V(r) - E \right] \chi_n(r) = - \sum_m \left[\epsilon_n \delta_{nm} + \langle n | V_{cpl}(r, \xi) | m \rangle \right] \chi_m(r) \quad (13)$$

$$= \sum_m M_{nm} \chi_m(r)$$

mit $M_{nm}(r) := -\epsilon_n \delta_{nm} - \langle n | V_{cpl}(r, \xi) | m \rangle$

und $\epsilon_n :=$ Eigenwerte von $H_0(\xi)$

Die Kopplungsstärken $F_{nm} := \langle n | V_{cpl} | m \rangle$ werden nun in Constant-Coupling-Näherung als von r unabhängig angenommen. Dies entspricht sicher nicht der physikalischen Realität, in der die Kopplung mit zunehmendem Abstand der Kerne voneinander gegen Null gehen sollte.

Andererseits ist das Potential $V(r)$ bei weit voneinander entfernten Kernen fast gleich Null und damit der Betrag des Ausdrucks $V(r) - E$ auf der linken Seite von Gleichung 13 sehr groß (für $S \rightarrow Ru, Pd \approx 80 \text{ MeV}$) gegen die Matrixelemente M_{nm} , die von der Größenordnung 1 MeV sind. Erst in der Nähe der Coulombbarriere, wo $V(r)$ von vergleichbarer Größe ist wie E spielt der Beitrag von M_{nm} eine Rolle und führt zu Unterschieden zur Schrödingergleichung mit dem Hamiltonoperator aus Gleichung 10 ohne Kopplung an innere Freiheitsgrade.

Deshalb sollte die Constant-Coupling-Näherung für schwache Kopplungen an Kanäle mit nicht zu großen Q -Werten zu guten Ergebnissen führen, während für sehr starke Kopplungsstärken und sehr große Q -Werte Abweichungen von exakten Rechnungen zu erwarten sind.

Im Constant-Coupling-Modell werden die F_{nm} als effektive Kopplungsstärken angesehen, die am Ort $r=R_B$ des Barrierenmaximums für die realen Kopplungsstärken in der Nähe der Barriere stehen.

Mit der Annahme konstanter Kopplungsstärken läßt sich das Gleichungssystem 13 entkoppeln, indem die unitäre Transformation $\hat{U}$ berechnet wird, die die Matrix $\hat{M}$ diagonalisiert:

$$\sum_{l,k} U_{nl} M_{lk} U_{km}^{-1} = \lambda_m \delta_{nm}.$$

Die Eigenvektoren $Y_m(r)$ lauten dann $Y_m(r) = \sum_n U_{mn} X_n(r)$ und ihre Eigenwerte werden mit λ_m bezeichnet.

Als Anfangsbedingungen für die Lösungen von Gleichung 13 wird die "ingoing wave boundary condition" verwendet:

$$X_n \rightarrow \begin{cases} \delta_{n0} \exp(-ik_n r) + a_n \exp(ik_n r) & \text{für } r \rightarrow +\infty \\ t_n \exp(-ik_n r) & \text{für } r \rightarrow -\infty \end{cases}$$

a_n bezeichnet hier den Anteil der reflektierten Welle des n -ten Eigenzustandes und t_n den durch die Coulombbarriere transmittierten Anteil. Die Randbedingung $r \rightarrow -\infty$ simuliert hier die vollständige Absorption der durch die Barriere transmittierten Welle. Eine andere Randbedingung im Endlichen könnte zu ungewollten Reflexionen führen.

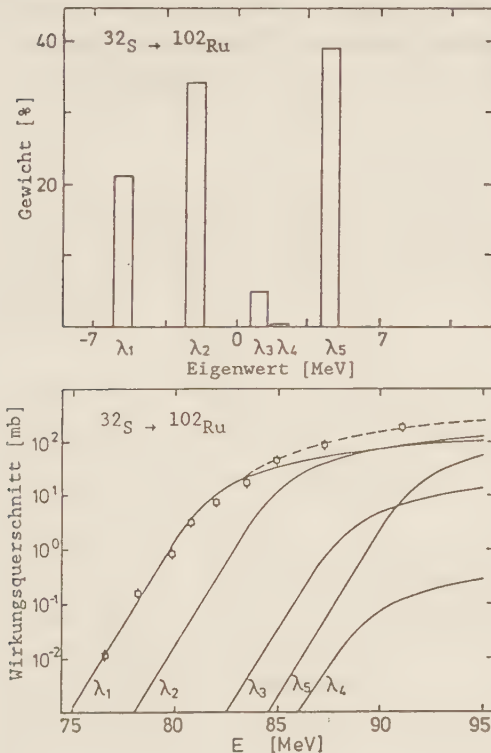
Für die gesamte Transmission T aller Eigenzustände in die Fusion gilt dann:

$$T = \sum_n |t_n|^2.$$

Übertragen auf die Eigenzustände Y_m nach der Diagonalisierung gilt:

$$T = \sum_m |U_{m0}|^2 T(E, V(R_B) + \lambda_m)$$

$T(E, V(R_B) + \lambda_m)$ bedeutet hier die Transmission einer Welle der Energie E durch eine Barriere der Höhe $V(R_B) + \lambda_m$. Der Wirkungsquerschnitt der Fusion setzt sich demnach zusammen aus den mit den $|U_{m0}|^2$ gewichteten Beiträgen der Transmission durch die um λ_m verschobenen eindimensionalen Barrieren. Dies ist im unteren Teil von Figur 5 illustriert.



Figur 5: oben: Eigenwertverteilung aus einer Constant-Coupling-Rechnung. Es wurden die in den Tabellen 7a und 7b (Seiten 68 und 69) angegebenen Zustände des Systems $^{32}\text{S} + ^{102}\text{Ru}$ berücksichtigt. Darüber hinaus wurde noch ein weiterer Kanal mit einem Q-Wert von 4,3 MeV angekoppelt, dessen Kopplungsstärke (-1,5 MeV) so angepaßt wurde, daß sich eine ungefähre Beschreibung der experimentellen Daten ergibt.

unten: Beiträge der Eigenwerte λ_1 bis λ_5 aus dem oberen Teil der Figur zum Gesamtwirkungsquerschnitt. Die gezeigten durchgezogenen Kurven entsprechen den Summanden in Gleichung 8 (Seite 15). Die gestrichelte Linie stellt die Summe dar.

In der Praxis werden nur wenige Eigenzustände $|n\rangle$ der ungestörten Kerne mit direkten Übergängen zum Grundzustand berücksichtigt. Die Eigenzustände bei geringem Kern-Kern-Abstand unterscheiden sich sicherlich deutlich von den Zuständen bei großer Entfernung der Kerne voneinander. Deshalb müßten eigentlich sehr viele Zustände des ungestörten Systems in der Entwicklung berücksichtigt werden, um eine befriedigende Beschreibung der Fusion zu erhalten. Aus praktischen Gründen und wegen der ungenauen Kenntnis der Systeme können aber häufig nur relativ wenige Reaktionskanäle angekoppelt werden. Dies muß als nicht unerhebliche Fehlerquelle bei den Berechnungen angesehen werden.

Bei der Annäherung der beiden Kerne aneinander ist es auch möglich, daß über Mehrfachanregungen Zustände erreicht werden, die keinen direkten Übergang zum Grundzustand aufweisen. In [Esb86] wird jedoch gezeigt, daß für asymmetrische Systeme, wie die in der vorliegenden Arbeit behandelten, Kopplungen höherer Ordnung keine große Rolle spielen.

3.2.2. Die „finite range“ Version von CCFUS

Das im vorhergehenden Abschnitt beschriebene Constant-Coupling-Modell ist auf Wechselwirkungen schwacher Kopplung an den Grundzustand des Systems vor der Fusion beschränkt. Bei schwachen Kopplungen wird der Ort des Barrierenmaximums nur unwesentlich beeinflusst und es genügt für eine näherungsweise Berechnung nur die Änderung der Höhe V_B der ungestörten Barriere durch die Kopplungswechselwirkung am Ort R_B zu betrachten.

Ist es nötig starke Kopplungen in die Rechnung mit einzubeziehen, so muß die Verlagerung des Barrierenmaximums durch die Kopplung mitberücksichtigt werden. Hierzu werden in [Das87a] die Eigenzustände $|Y_m(r)\rangle$ und Eigenwerte $\lambda_m(r)$ als Funktionen des Kern-Kern-Abstandes berechnet. Die radiale Abhängigkeit der Kopplungsstärken $F_{nm}(r)$ wird in CCFUS entsprechend folgender Gleichung berücksichtigt:

$$F_{nm}(r) = \frac{\beta R_B}{\sqrt{4\pi}} \frac{\partial V_N}{\partial r}$$

Die Verlagerung des Barrierenmaximums durch die Kopplung wird in der „finite range“ Version des Computerprogramms CCFUS [Das87b] berücksichtigt, indem die Eigenpotentiale wie folgt bis zur 2. Ordnung entwickelt werden:

$$\begin{aligned} V(r) + \lambda_m(r) = & V_B + \frac{1}{2} (r-R_B)^2 \left. \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \right|_{r=R_B} + \lambda_m(R_B) \\ & + (r-R_B) \left. \frac{\partial \lambda_m}{\partial r} \right|_{r=R_B} + \frac{1}{2} (r-R_B)^2 \left. \frac{\partial^2 \lambda_m}{\partial r^2} \right|_{r=R_B} \end{aligned} \quad (14)$$

Die Eigenwerte und ihre Ableitungen in Gleichung 14 können aus einer Matrixdiagonalisierung [Das83] berechnet werden, wie dies im vorhergehenden Abschnitt beschrieben worden ist.

Die Orte r_{Bm} der Eigenbarrieren können dann über den Scheitelpunkt der durch die rechte Seite von Gleichung 14 beschriebenen Parabel berechnet werden:

$$r_{Bm} = R_B - \frac{\left. \frac{\partial \lambda_m}{\partial r} \right|_{R_B}}{\left. \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \right|_{R_B} + \left. \frac{\partial^2 \lambda_m}{\partial r^2} \right|_{R_B}}$$

Die Höhe der Eigenbarrieren V_{Bm} wird näherungsweise bestimmt als:

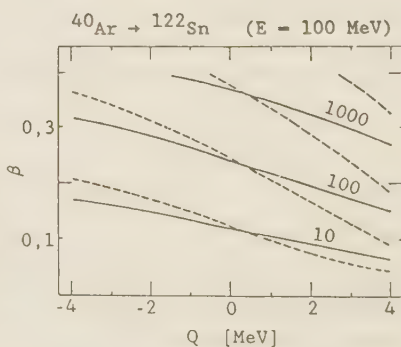
$$V_{Bm} = V(r_{Bm}) + \lambda_m(r_{Bm})$$

Die Transmission T einer einlaufenden Welle der Energie E durch die Barriere wird jetzt geschrieben als:

$$T = \sum_m |U_{m0}|^2 T(E, V_{Bm})$$

Hier geht als weitere Näherung die Annahme ein die Überlappintegrale $U_{m0}(r) = \langle Y_m(r) | 0 \rangle$ änderten sich nicht sehr in der Nähe des Barrierenmaximums.

Da die mit CCFUS berechneten Anregungsfunktionen auf eine Entwicklung bis zur 2. Ordnung in r zurückgehen, sind gute Ergebnisse auch für starke Kopplungen zu erwarten, solange das Maximum der Eigenbarrieren nicht zu weit vom Maximum der ungestörten Barriere entfernt ist. Das heißt die Größen $r_{Bm} - R_B$ müssen klein sein gegen die Ausdehnung der Barriere.



Figur 6: Bild aus [Lan84a]. Gezeigt werden Linien konstanter Erhöhung der Wirkungsquerschnitte über ein-dimensionale Tunnelrechnungen bei niedrigen Energien im Schwerpunktsystem. Die durchgezogenen Linien beziehen sich auf die CCFUS-Rechnungen während die gestrichelten die Ergebnisse von PTOLEMY wiedergeben.

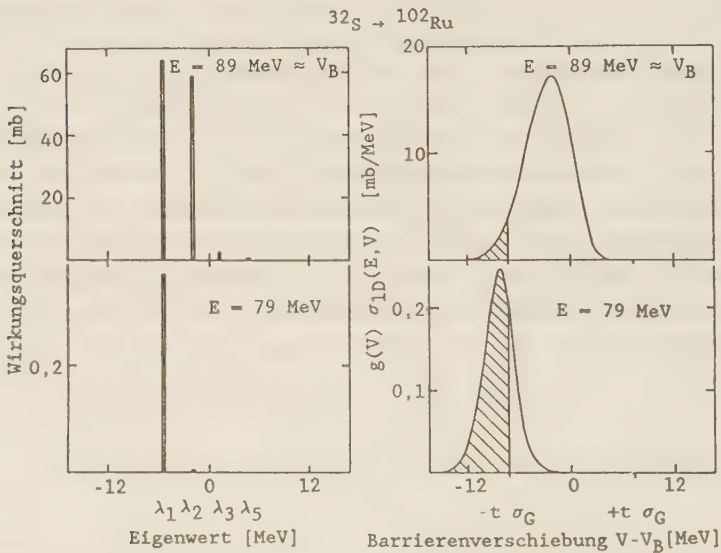
Figur 6 gibt eine Darstellung aus [Das87a] wieder, in der die Unterschiede zu einer vollen numerischen Lösung [Lan84a] des Problems mit einer modifizierten Version des Computerprogramms PTOLEMY [Rho80] aufgezeigt werden. Für diese Zeichnung wurden die Erhöhungen der Wirkungsquerschnitte über eindimensionale Berechnungen bei niedrigen Energien ermittelt.

Angekoppelt wurde für das System $^{40}\text{Ar} \rightarrow ^{122}\text{Sn}$ nur ein Kanal mit den Deformationsparametern β und den Q-Werten der Koordinatenachsen in Figur 6. Es wurde ein Saxon-Woods-Potential verwendet mit den Parametern $V_0 = -82,2$ MeV, $R = 9,89$ fm und $a_0 = 0,63$ fm. Für die kinetische Energie im Eingangskanal wurden 100 MeV gewählt.

Figur 6 zeigt, daß in dem in Abschnitt 7.3. für die Berücksichtigung der inelastischen Anregungen von Projektil und Target auftretenden Bereich der Q-Werte ($Q = -3,3$ MeV bis $-0,1$ MeV) und der Deformationsparameter ($\beta < 0,3$) die in CCFUS angewandte Näherung zu kleine Ergebnisse liefert. Der in Abschnitt 7.3. zusätzlich angekoppelte Kanal kann unter anderem diese Unterschätzung der Wirkungsquerschnitte ausgleichen.

3.3. Constant-Coupling und Fluktuationsmodell im Vergleich

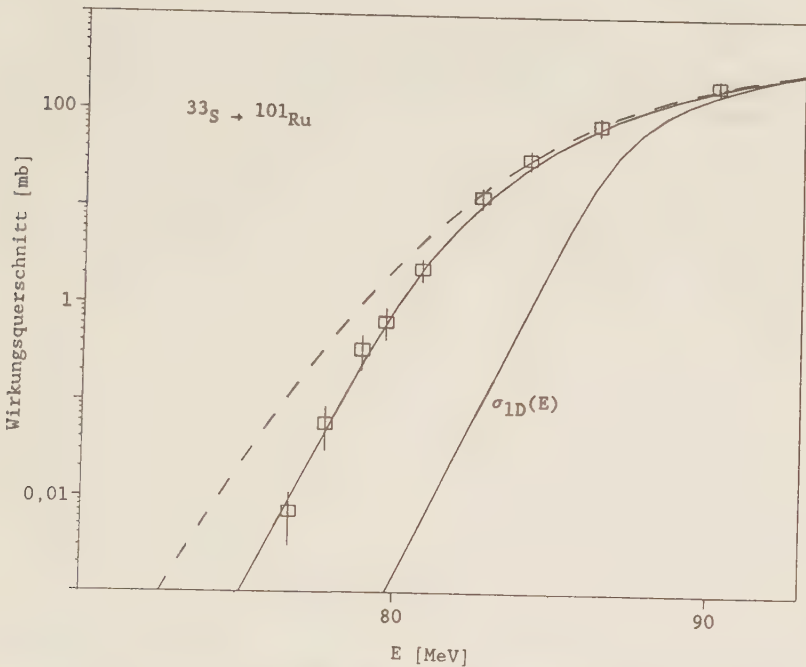
Warum so unterschiedliche Modelle wie Constant-Coupling und Gauß-förmige Fluktuationen der Barrieren dennoch beide wenigstens ungefähre Beschreibungen der Anregungsfunktionen ergeben können, erklärt Figur 7. Dargestellt ist der Beitrag zum Wirkungsquerschnitt, der auf eine bestimmte Barriere zurückgeht. Dies entspricht dem Integranden in Gleichung 7 (Seite 15). $\sigma_{1D}(E,V)$ wurde mit Gleichung 5 (Seite 12) berechnet.



Figur 7: Beiträge zum Wirkungsquerschnitt durch die Barrieren aus Figur 5 (links) und von Gauß-förmigen Fluktuationen mit Abschneideparameter t (rechts, nicht schraffierter Teil). Rechts ist der Integrand aus Gleichung 7 gezeigt, links die Summanden aus Gleichung 8. Im oberen Teil ist die Schwerpunktsenergie E gleich der Barrierenhöhe V_B , im unteren ist E um 10 MeV kleiner als V_B .

Für eine Energie in der Nähe oder oberhalb der Barriere spielt der Abschneideparameter t für die Gaußfunktion keine Rolle. 10 MeV unterhalb des Coulombwalls wird jedoch ein wesentlicher Teil des sonst beitragenden Integranden abgeschnitten (in Figur 7 schraffiert gezeichnet) und so die niedrigste noch beitragende Barriere definiert. Sie liegt an der gleichen Stelle wie der unterste Eigenwert der

Constant-Coupling-Rechnung. Die Wirkungsquerschnitte bei den niedrigsten Energien sind wie Figur 5 zeigt fast ausschließlich durch diesen Eigenwert bestimmt. Der auf die genaue Barrierenverteilung nicht mehr so sensitive Teil der Anregungsfunktion bei größeren Energien kann offensichtlich mit beiden Modellen ungefähr beschrieben werden, weil sich der Schwerpunkt der Beiträge zum Wirkungsquerschnitt bei Energieänderung ähnlich verlagert.



Figur 8: Vergleich zweier nach dem Modell Gauß-förmiger Barrierenfluktuationen berechneter Anregungsfunktionen. In beiden Fällen beträgt die Standardabweichung der Gaußfunktion $\sigma_G = 2,8$ MeV. Die gestrichelte Kurve wurde ohne Abschneideparameter t berechnet. Mit $t = 2.0$ ergibt sich für die durchgezogene Linie genauso wie für die Daten die gleiche Steigung wie für eine 1-Kanal-Berechnung mit CCFUS (durchgezogene Linie mit $\sigma_{1D}(E)$ bezeichnet). Für die Berechnungen mit dem Fluktuationsmodell wurde die Barriere des Proximity-Potentials um $\Delta V_B = -6$ MeV erniedrigt.

Figur 5 (auf Seite 21) zeigt auch, daß es bei der dort dargestellten gemessenen Anregungsfunktion eine niedrigste Barriere geben muß. Ein Kontinuum weiterer noch niedrigerer Barrieren, wie etwa in einem Modell mit Gauß-förmigen Fluktuationen ohne Abschneideparameter, führte zu einer geringeren Steigung der Anregungsfunktion zwischen etwa $10 \mu\text{b}$ und 1 mb . Die Anregungsfunktion wäre in diesem Bereich nicht mehr durch den Tunnelprozess unter der niedrigsten vorhandenen Barriere geprägt.

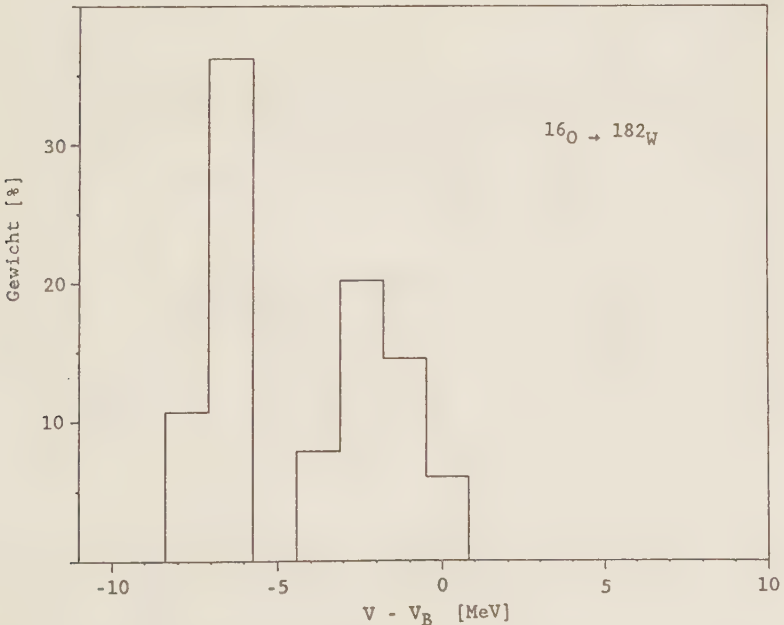
Figur 8 zeigt die unterschiedlichen Steigungen von nach dem Fluktuationsmodell berechneten Anregungsfunktionen mit und ohne Abschneideparameter.

3.4. Bestimmung von Barrierenverteilungen aus experimentell gemessenen Anregungsfunktionen mit FLUKT

Die Barrierenverteilung, die zu einer gegebenen Anregungsfunktion führt, kann durch eine Anpassung [Sch85] der Gewichtsfunktion $g(V)$ in Gleichung 7 von Seite 15 (oder eine Entfaltung [Kel86]) bestimmt werden. Hierzu wird Gleichung 7 für alle Schwerpunktsenergien E_j der Meßpunkte ersetzt durch:

$$\sigma_f(E_j) = \sum_i G_i \sigma_{1D}(E_j, V_0 + i \Delta V)$$

Aus dem so erhaltenen Gleichungssystem werden die Gewichte G_i durch einen χ^2 -Fit bestimmt. Hierzu wurde das Computerprogramm FLUKT geschrieben, zunächst mit dem Ziel die Form der Nullpunktsfluktuationen nach [Esb81] zu bestimmen. Überraschenderweise zeigten sich dann überwiegend diskrete Barrierenverteilungen, wie sie aus dem Constant-Coupling-Bild zu erwarten wären. Figur 9 zeigt ein Beispiel.



Figur 9: Gewichtsfunktion $g(V)$, die sich aus einem χ^2 -Fit an die gemessene Anregungsfunktion ergibt. Die experimentellen Daten stammen aus [Jac85].

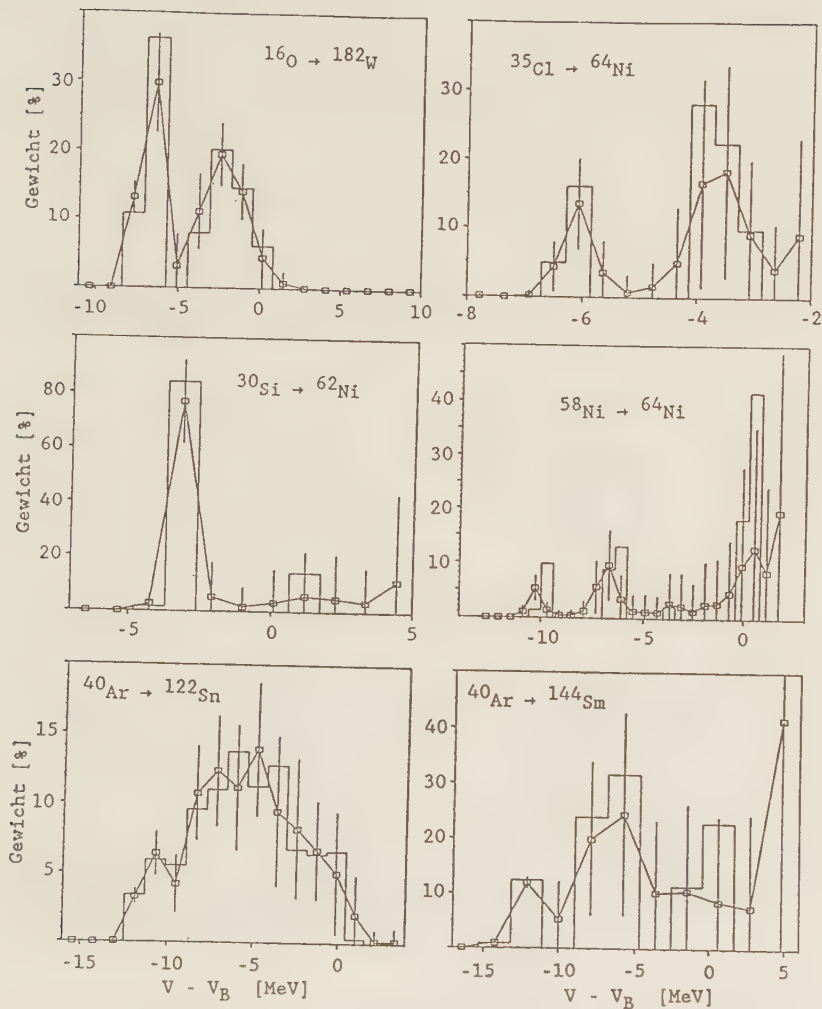
Das Ergebnis einer solchen Anpassung allein sagt noch nicht viel aus über die der gemessenen Anregungsfunktion zugrundeliegende Barrierenverteilung. Erst wenn berücksichtigt wird, daß die Messung entsprechend der Meßfehler anders hätte ausgehen können, zeigt sich, inwieweit das Barrierenspektrum durch die angegebenen Wirkungsquerschnitte festgelegt ist.

Da sich der Fehler eines bestimmten Meßpunktes nicht unabhängig vom Meßfehler anderer Datenpunkte auf das Ergebnis der Anpassung auswirkt, führt eine Standardfehlerrechnung hier zu zu kleinen Fehlerbalken.

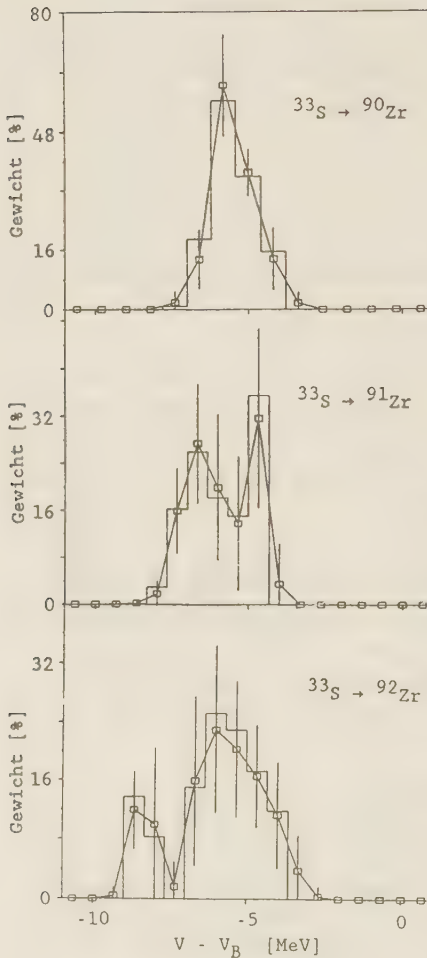
Deshalb wurden in einer Monte-Carlo-Rechnung die Wirkungsquerschnitte 100 mal neu berechnet. Dabei wurde eine Gauß-förmige Verteilung um die experimentellen Daten zugrundegelegt. Die Standardabweichung der Gaußfunktion entspricht dabei den in der Literatur angegebenen Meßfehlern.

Mittelwert und Standardabweichung der ermittelten Gewichte G_i aus den jeweils 100 Anpassungen sind in Figur 10 zusätzlich zum Fitergebnis angegeben. Die Fehlerrechnung bestätigt hier für das System $^{16}\text{O} \rightarrow ^{182}\text{W}$ aus Figur 9, daß man wirklich auf zwei klar voneinander getrennte Barrieren schließen kann.

Die wie oben beschrieben berechneten Fehlerbalken für Figur 10 stellen eine obere Grenze der Fehler dar. Dies liegt daran, daß sich die in der Literatur angegebenen experimentellen Fehler in der Regel aus einem statistischen und einem systematischen Fehler zusammensetzen. Der systematische Fehler geht zum großen Teil auf eine Unsicherheit in der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für die Evaporationsrestkerne zurück. Der Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit führt aber zu einer globalen Veränderung aller Wirkungsquerschnitte einer Messung um den gleichen Faktor. Für die aus den Anregungsfunktionen berechneten Barrierenverteilungen bedeutet dies eine gleichmäßige Veränderung aller aus einer Messung bestimmter Gewichte. Dadurch weicht die Summe aller berechneten Gewichte etwas (in der Regel etwa 10%) von 1 ab. Die eigentlich interessante *Form* der Barrierenverteilung wird aber nur sehr wenig beeinflusst.



Figur 10: Experimentell bestimmte Barrierenverteilungen. Die Meßergebnisse sind folgenden Referenzen entnommen: $^{16}\text{O} \rightarrow ^{182}\text{W}$ [Jac85], $^{35}\text{Cl} \rightarrow ^{64}\text{Ni}$ [Sko87], $^{30}\text{Si} \rightarrow ^{62}\text{Ni}$ [Ste86], $^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{64}\text{Ni}$ [Bec82], $^{40}\text{Ar} \rightarrow ^{122}\text{Sn}$ und $^{40}\text{Ar} \rightarrow ^{144}\text{Sm}$ [Rei85].



Da aus der Literatur die Zusammensetzung der Fehlerangaben in der Regel nicht ersichtlich ist, wurde für die Fehlerrechnungen zu Figur 10 der experimentelle Fehler unvermindert der Literatur entnommen. Desto deutlicher zeigen die Ergebnisse, daß oft diskrete Barrierenverteilungen den gemessenen Anregungsfunktionen zugrunde zu liegen scheinen.

Das System $^{40}\text{Ar} \rightarrow ^{122}\text{Sn}$ scheint hier eine Ausnahme zu sein und eine Gauß-förmige Barrierenverteilung zu zeigen. Es ist aber ebenso möglich, daß bei diesem System so viele diskrete Barrieren dicht nebeneinander liegen, daß die experimentelle Auflösung nicht mehr groß genug ist, um den diskreten Charakter dieser Verteilung deutlich werden zu lassen.

Figur 11: Aus der experimentell bestimmten Anregungsfunktion [Sch87a] ermittelte Barrierenverteilung der Fusionsreaktionen $^{33}\text{S} \rightarrow ^{90,91,92}\text{Zr}$.

Ein weiteres Beispiel zeigt in Figur 11, wie die verschmierte Barriere des Systems $^{33}\text{S} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$ mit dem neutronenmagischen Target ^{90}Zr mit wachsender Neutronenzahl des Zr zunehmend aufzuspalten scheint. Dies entspricht der Vorstellung des Constant-Coupling-Bildes [Das83] in dem mit wachsendem Q-Wert oder wachsender Kopplungsstärke eines einzelnen an die Fusion ankoppelnden Kanals die Barriere zunehmend aufspaltet. Für Figur 11 war bekannt, wie sich die experimentellen

Fehler zusammensetzen. Deshalb sind die Fehlerbalken hier nicht übertrieben lang.

In [Das83] wird gezeigt, daß sich im Constant-Coupling-Modell die beiden Eigenwerte $\lambda_{\pm}$ und deren Gewichte $P_{\pm}$ in ganz einfacher Form angeben lassen, wenn nur ein Kanal an den Grundzustand des fusionierenden Systems ankoppelt:

$$\begin{aligned}\lambda_{\pm} &= 1/2 (-Q \pm \sqrt{Q^2 + 4F^2}) \\ P_{\pm} &= \frac{F^2}{F^2 + \lambda_{\pm}}\end{aligned}\quad (15)$$

mit $Q := Q$ -Wert des angekoppelten Kanals, $F :=$ Kopplungsstärke.

Die Gleichungen 15 lassen sich folgendermaßen nach Q und F auflösen:

$$\begin{aligned}\Delta\lambda &:= \lambda_{+} - \lambda_{-} = \sqrt{Q^2 + 4F^2} \\ Q &= \pm \sqrt{(\Delta\lambda)^2 - 4F^2} \\ F &= \frac{\Delta\lambda}{\pm \sqrt{1/P_{+} - 1} \pm \sqrt{1/P_{-} - 1}}\end{aligned}\quad (16)$$

Aufgrund der in Figur 11 gezeigten Barrierenverteilungen läßt sich nicht entscheiden, ob sich für die Reaktionen $^{33}\text{S} \rightarrow ^{91,92}\text{Zr}$ jeweils nur zwei Barrieren finden, oder ob es sich um zwei Gruppen von Barrieren handelt, die nicht besser aufgelöst worden sind. Unter der Annahme es handelte sich um jeweils zwei Barrieren läßt sich mit den Gleichungen 16 der Q -Wert des Kanals berechnen, der mit der Kopplungsstärke F an den Grundzustand des fusionierenden Systems ankoppelt und zur Erhöhung der Wirkungsquerschnitte führt.

Reaktion	F [MeV]	Q [MeV]
$^{33}\text{S} \rightarrow ^{91}\text{Zr}$	$0,9 \pm 0,5$	$-0,7 \pm 0,3$
$^{33}\text{S} \rightarrow ^{92}\text{Zr}$	$1,2 \pm 0,5$	$1,9 \pm 0,5$

Tabelle 1: Aus den Barrierenverteilungen aus Figur 11 bestimmte Kopplungsstärken F und Q -Werte.

Mit den Gewichten und Eigenwerten aus Figur 11 folgen die in Tabelle 1 dargestellten Werte für Q und F. Bemerkenswert an diesen Ergebnissen ist der Vergleich mit den in Tabelle 2 dargestellten Q-Werten für Teilchentransfer. Die Q-Werte aus Tabelle 1 kommen nur den Werten für Zwei-Neutronentransfer zum Projektil sehr nahe, für alle anderen Transferreaktionen ergeben sich Widersprüche. Diese Beobachtung gewinnt dadurch zusätzliche Bedeutung, daß sich für die in dieser Arbeit untersuchten Nachbarsysteme $^{33}\text{S} \rightarrow \text{Ru}$, Pd auf unabhängigen Wege sehr ähnliche Ergebnisse ergeben.

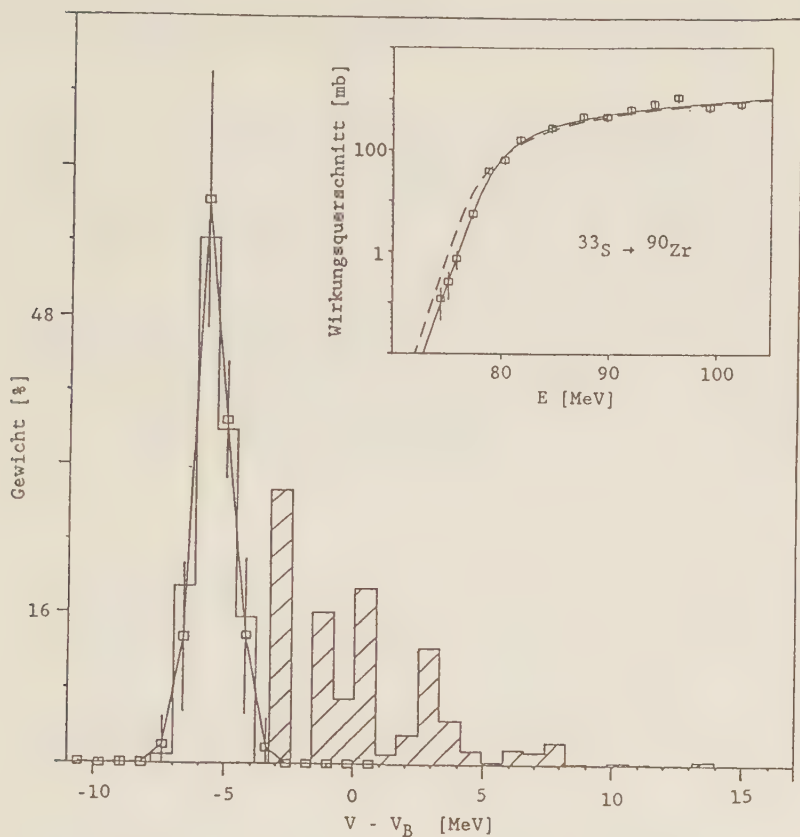
Tabelle 2: Q-Werte bzw. effektive Q-Werte wie in den Tabellen 6 und 9 (Seiten 64 und 78) für Teilchentransfer von Reaktionen des Projektils ^{33}S mit den angegebenen Targets. Lesebeispiel: Der Q-Wert der Reaktion $^{92}\text{Zr}(^{33}\text{S}, ^{35}\text{S})^{90}\text{Zr}$ beträgt 2,8 MeV.

Target	^{33}S							
	+2n	+n	-n	-2n	+2p	+p	-p	-2p
^{90}Zr	2,7	-0,4	-1,6	-8,1	-9,6	-6,0	-1,4	0,6
^{91}Zr	-0,5	4,3	-0,1	-8,6	-10,4	-6,3	-0,7	1,5
^{92}Zr	2,8	2,9	-2,0	-9,0	-11,3	-7,0	-0,6	2,5

In Figur 12 wird die experimentell bestimmte Barrierenverteilung des Systems $^{33}\text{S} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$ aus Figur 11 verglichen mit einer theoretischen Rechnung mit CCFUS. Obwohl nur die niedrigsten angeregten Zustände von Projektil und Target berücksichtigt wurden (siehe Tabelle 3), zeigt sich aus der Theorie schon eine breitere Barrierenverteilung als aus dem Experiment.

Kern	J_{Ord}^{π}	E_x [MeV]	λ	$B(E\lambda)$ [W.u.]	β	Referenz
^{33}S	$1/2_1^+$	0,84	2	4,1	0,201	[Sch77]
	$3/2_2^+$	2,31	2	2,9	0,168	[But75]
	$5/2_1^+$	1,97	2	8,1	0,282	[Sch77]
	$7/2_1^+$	2,97	2	2,7	0,163	[But75]
^{90}Zr	2_1^+	2,19	2	2,9	0,067	[Koc75]
	3_1^-	2,75	3	7,6	0,108	[Koc75]

Tabelle 3: Für die Berechnung von Figur 12 an die Fusion angekoppelte angeregte Zustände. Wenn in der Literatur der $B(E\lambda)$ -Wert nicht angegeben war, wurde er wie in Abschnitt 7.1. beschrieben aus den Werten für β und λ berechnet.



Figur 12: Vergleich der aus den experimentellen Daten gewonnenen Barrierenverteilung mit der mit CCFUS berechneten Eigenwertverteilung (schraffiert).
rechts oben: Vergleich der experimentellen Daten mit der Anregungsfunktion aus der Anpassung (durchgezogenen Linie) und der Berechnung mit CCFUS (gestrichelt).

Das möglicherweise nötige Ankoppeln weiterer Zustände würde zu einer weiteren Verbreiterung der Eigenwertverteilung und somit zu einer noch größeren Diskrepanz zum Experiment führen. Hier scheint CCFUS also eine zu breite Eigenwertverteilung und damit zu große Wirkungsquerschnitte auszurechnen.

Rechts oben ist in Figur 12 gezeigt, wie sich die Unterschiede der Eigenwertverteilungen aus der Anpassung und der CCFUS-Rechnung in den berechneten Anregungsfunktionen äußern.

Bei der Beurteilung von Figur 12 muß bedacht werden, daß die in der Anpassung und für die Berechnung mit CCFUS verwandte Höhe der unbeeinträchtigten eindimensionalen Barriere nur mit einer begrenzten Genauigkeit aus dem Experiment heraus festgelegt werden kann. Die Wong-Formel (Gleichung 5 auf Seite 12) ist in der Nähe der Barriere V_B im wesentlichen eine Funktion von $E - V_B$, wenn man die relativ hierzu geringe Abhängigkeit vom Faktor $\hbar\omega/2E$ vernachlässigt. Das bedeutet, daß eine Vergrößerung von V_B einen berechneten Wirkungsquerschnitt in etwa der gleichen Weise verändert wie eine Erniedrigung von E um den gleichen Betrag. Eine Veränderung von V_B entspricht also einer horizontalen Verschiebung der berechneten Anregungsfunktion rechts oben in Figur 12.

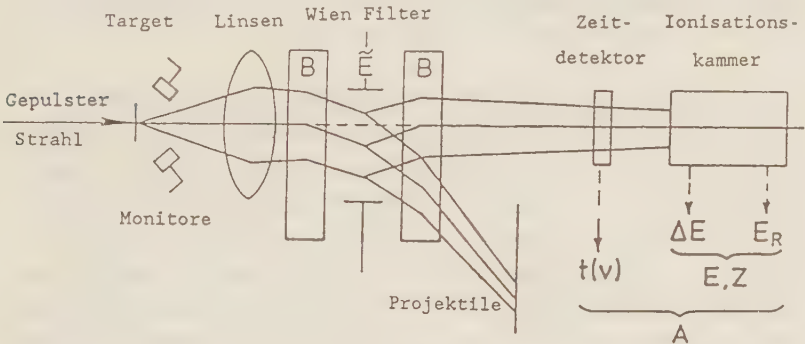
Wegen der unterschiedlichen Formen der gestrichelten und der durchgezogenen Linie in Figur 12 ist es aber nur zum Teil möglich, die berechnete Anregungsfunktion durch eine horizontale Verschiebung mit der gemessenen zur Deckung zu bringen. Dem entspricht die Beobachtung, daß die aus den experimentellen Daten bestimmte Eigenwertverteilung durch eine horizontale Verschiebung nur teilweise mit dem schraffiert dargestellten Histogramm zur Deckung gebracht werden kann.

Die in Figur 10 dargestellten Überwiegend diskreten Barrierenverteilungen können als Indiz für eine Erhöhung der Wirkungsquerschnitte durch das Ankoppeln verschiedener Reaktionskanäle an den Grundzustand des fusionierenden Systems angesehen werden. Die mit dem Constant-Coupling-Modell berechneten Eigenwerte stimmen zum Teil nicht mit den Ergebnissen der Anpassungen überein. Ein Grund hierfür könnte eine zu grobe Näherung sein. Das Auftreten diskreter Barrieren läßt sich jedoch nur mit Kanalankopplungen qualitativ verstehen und nicht mit kontinuierlichen Fluktuationen.

4. Aufbau und Ablauf des Experimentes

4.1. Experimenteller Aufbau

Figur 13 zeigt den schematischen Aufbau des Münchener Rückstoß-Spektrometers. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [Rud83] und [Sko84].



Figur 13: Schematischer Aufbau des Münchener Rückstoß-Spektrometers

Die Phase der elektrischen Hochfrequenzablenkung wird durch Delaykabel relativ zur 2,5 MHz Pulsung so eingestellt, daß die Fusionsprodukte maximal nach links abgelenkt werden. Durch die Rechtsablenkung der beiden Dipolmagnete werden die Evaporationsrestkerne insgesamt auf der Strahlachse gehalten. Die Entfernung vom Target zu den HF-Ablenkplatten wird vor dem Experiment so gewählt, daß die Projektile wegen ihrer größeren Geschwindigkeit $v_p \approx 2,5$ cm/ns ungefähr 200 ns (entsprechend einer halben Hf-Periode) früher das Wienfilter erreichen als die Fusionsprodukte ($v_{ER} \approx 0,6$ cm/ns) und nach rechts aus der Strahlachse ausgelenkt werden.

Ein größerer Akzeptanzwinkel wird durch die beiden Quadrupollinsen erreicht, die die Evaporationsrestkerne auf das Eintrittsfenster der Ionisationskammer fokussieren.

Für die Unterscheidung der Fusionsprodukte von gestreuten Strahlteilchen wurde eine redundante Messung von 3 Parametern (Flugzeit, ΔE - und E_{Rest} -Signal) durchgeführt, die untergrundfreies Auszählen der Evaporationsrestkerne ermöglichte.

Die Flugzeit wurde über den Nachweis der Sekundärelektronen bestimmt, die vom Projektil aus einer $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken ^{12}C -Folie herausgeschlagen wurden. Ein elektrostatischer Spiegel lenkt sie auf eine Kanalplatte ab, die ihr Eintreffen durch Elektronenvervielfachung mißt. Als Stop zum hieraus abgeleiteten Zeitsignal dient der Pulsungstakt. Die Zeitauflösung ist durch die Zeitunschärfe der Strahlpulsung bestimmt. Sie betrug ungefähr 2,5 ns. Bei einer Zeitmessung gegen das Signal eines Halbleiterzählers wurde mit dem hier verwendeten Zeitdetektor eine Zeitauflösung von 220 ps erreicht.[Lor84]

Als Zählgas der Ionisationskammer diente reines Methan bei einem Druck von circa 120 hPa. Es wurde eine Energieauflösung von 860 keV für den Eichstrahl von 115 MeV ^{32}S erzielt. Die Aufteilung der Anode in eine ΔE - und eine E_{Rest} -Platte erlaubte die Messung zweier weiterer Signale für die Teilchenidentifikation. Die Eichung der Ionisationskammer erfolgte mit einem 115 MeV ^{32}S -Strahl. Um die Strahlintensität bei dieser Eichung auf ein für den Detektor erträgliches Maß (ein paar kHz) zu verringern, wurde der zweite Ablenkmagnet im Strahlführungssystem auf einen anderen Ladungszustand (10^+) eingestellt als der erste (9^+). So konnten nur die auf dem Weg zwischen den beiden Magneten am Restgas umgeladenen Projektile die Ionisationskammer erreichen.

Zur Normierung auf den Rutherford-Wirkungsquerschnitt wurden die am Target elastisch gestreuten Strahlteilchen mit zwei Oberflächensperrschicht Halbleiterzählern gemessen. Diese Monitorzähler waren unter $10,2^\circ$ symmetrisch zur Strahlachse angebracht und erlaubten so eine zusätzliche Kontrolle der für diese Messung wichtigen Strahlage. Der Durchmesser der Lochblenden vor den Zählern war mit 2,1 mm so gewählt, daß der statistische Fehler der Anzahl der Monitorereignisse stets klein war gegen den der Anzahl der detektierten Evaporationsrestkerne. Andererseits führte die Zählrate von circa 100 Hz nicht zu unnötig hohen Totzeitverlusten.

Für die Messung mit ^{33}S -Projektilen wurden Targets zwischen 72 und $106 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ verwendet. Die Isotopenreinheit betrug 93 % oder mehr.

4.2. Durchführung der Messungen

Für die Datenaufnahme stand eine PDP15 zur Verfügung, die für die Erstellung berechneter Online-Spektren mit einer PDP10 in Verbindung stand. Letztere sorgte auch für die ereignisweise Aufzeichnung der Meßdaten auf Magnetband und die Steuerung des Spektrometers über Digital-Analog-Converter (DAC's). Hierzu wurde das alte Steuerungsprogramm SYS81 für den Einsatz eines neuen Linsenpaares erweitert und erhielt den Namen SYS83.

Mit SYS83 wurden auch nach jeder Messung alle Parameter der Spektrometereinstellung ausgedruckt und standen so für die spätere Effizienzberechnung zur Verfügung (vergleiche Abschnitt 5.1.).

Zunächst wurde die Fusion von $^{32}\text{S} \rightarrow ^{104}\text{Ru}$ bei einer Laborenergie von 115 MeV gemessen und mit früher gewonnenen Ergebnissen [Pen83] verglichen. Es zeigte sich eine gute Übereinstimmung innerhalb der Fehler:

	E_{cm} [MeV]	σ [mb]	$\Delta\sigma$ [mb]
[Pen83]	87,7	114	26
diese Arbeit	87,7	89	22

Eine Messung der Ladungsverteilung schloß sich an. Hierzu wurden mit den Quadrupolen unterschiedliche Ladungszustände der Evaporationsrestkerne auf die Ionisationskammer fokussiert. Mit den so gewonnenen Zählratenverhältnissen ZV (ZV := Anzahl der Compoundereignisse / Anzahl der Monitoreereignisse) ließ sich in der Datenanalyse die ungefähre Ladungsverteilung der Evaporationsrestkerne extrahieren (siehe Abschnitt 5.3.) und für die Berechnung der Spektrometereffizienz verwenden.

Der Einfluß der Stellung der zweiten Separatorblende auf die Nachweiswahrscheinlichkeit für Rückstoßkerne wurde anschließend untersucht (vergleiche Abschnitt 5.5.). Hierzu wurden die ZV bei verschiedenen Blendeneinstellungen gemessen.

Für oben genannte Messungen stand ein gepulster ^{32}S - Strahl zur Verfügung. Am letzten Faradaycup vor dem Experiment wurde eine Intensität von 25 nA (2,8 TnA) erreicht. Da in der Ionenquelle eine Schwefelpille verwendet wurde, die auf einen ^{33}S -Anteil von 25 % angereichert war, war der maximale Strom für die nun folgenden Messungen mit diesem Isotop auf 10 nA begrenzt. Die Kriterien für die für einen Datenpunkt zu investierende Meßzeit waren:

1. Messung von 1000 Evaporationsrestkernen (d.h. statistischer Fehler $\approx 3\%$ $\ll$ Fehler aus der Effizienzberechnung)
2. es sollten jedoch höchstens zwei Stunden auf eine Messung verwandt werden

Rückstoßkerne, die durch α -Evaporation entstanden sind, können nur dann die Eintrittsblende des Spektrometers passieren, wenn das α -Teilchen unter ungefähr 0° oder 180° abgedampft wurde, da sonst der Rückstoß des evaporierten Teilchens den Restkern zu sehr großen Winkeln hin ablenkt. Die Geschwindigkeit der Evaporationsrestkerne wird aber durch die Abdampfung eines α -Teilchens in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung besonders stark erhöht bzw. vermindert (siehe Figur 15 auf Seite 43). Deshalb liegen diese Restkerne am Rande oder außerhalb des Geschwindigkeitsfensters des Spektrometers.

Die Nachweiseffizienz für α -Evaporationsrestkerne ist deshalb besonders gering ($\approx 0,3\%$) und der statistische Fehler der Bestimmung des Anteils der Restkerne, der auf α -Evaporation zurückgeht, entsprechend groß. Wegen dieses großen statistischen Fehlers war aus der ungenauen Kenntnis des Anteils der α -Evaporationsrestkerne der größte experimentelle Fehler (bis ca. 20 %) bei den hier diskutierten Messungen zu erwarten (siehe Abschnitte 5.1. und 5.2.).

Deshalb wurde die Transmission durchs Spektrometer für die Teilchen dieses Ausgangskanals in einer zusätzlichen Messung mit 115 MeV ^{33}S - Projektilen dadurch erhöht, daß das Geschwindigkeitsfenster des Wienfilters zu größeren Werten verschoben wurde.

5. Auswertung der Daten

5.1. Monte-Carlo-Programm TRANMI

Die Effizienz ε_S des Rückstoßspektrometers wurde mit dem Monte-Carlo-Programm TRANMI berechnet. Dieses Programm ist eine Weiterentwicklung des früher eingesetzten TRAMI [Wei82] und [Pen83]. Für die Bewältigung der umfangreichen Datenmengen wurde die Eingabe vereinfacht und eine Option für den BATCH-Betrieb geschaffen.

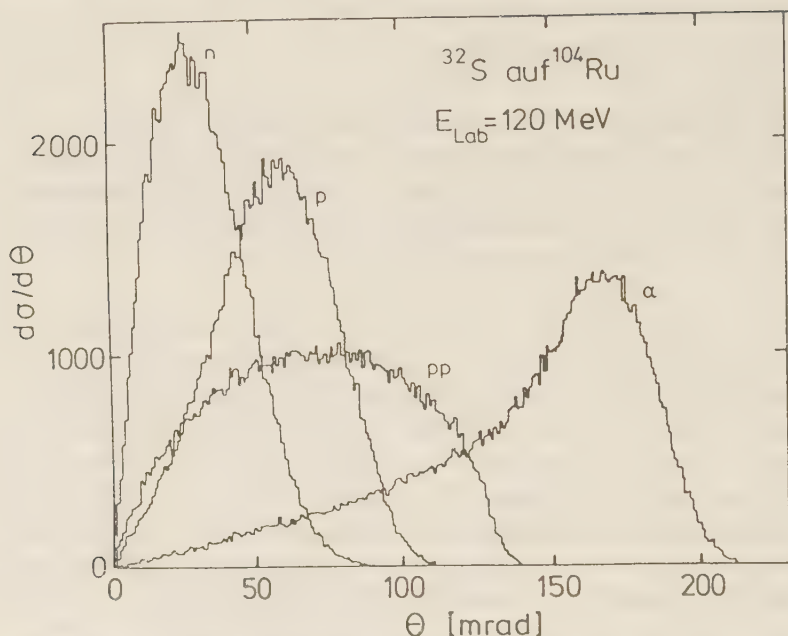
In TRANMI sind die Fusionsereignisse im Targetfleck und über die Targetdicke gleichverteilt. Die Teilchenenergien werden auf den Energieverlust im Target korrigiert. Im Unterprogramm EVAPO wird die Abdampfung leichter Teilchen aus dem Compoundkern nach dem statistischen Modell berechnet. Der Rückstoß des evaporierten Teilchens bestimmt Richtung und Geschwindigkeit der Restkerne. In EVAPO wird Isotropie der Verdampfung im Schwerpunktsystem angenommen. Eine vorgegebene Evaporationssequenz wird eingehalten bis die Anregungsenergie nicht mehr für die Abdampfung des nächsten Teilchens ausreicht.

Ein neues Unterprogramm wurde für die Berechnung der Vielfachstreuung im Target geschrieben. Die Wahrscheinlichkeit für die Streuung um einen bestimmten Winkel wird der tabellierten Funktion $f_1(\theta, \tau)$ (θ := reduzierter Streuwinkel, τ := reduzierte Targetdicke) von Meyer [Mey71] entnommen. Für Zwischenwerte wird linear interpoliert. Der von Forster et al. [For76] vorgeschlagene Korrekturfaktor für die effektive Ladung war für alle untersuchten Reaktionen praktisch gleich 1 und wurde deshalb nicht berücksichtigt.

Die Effizienzänderungen, die sich durch die Berücksichtigung der Vielfachstreuung ergeben, sind alle kleiner als 1%. Deshalb ist ein Vergleich der hier dargestellten Ergebnisse mit denen aus [Pen83] möglich, obwohl dieser Effekt dort nicht berücksichtigt wurde.

TRANMI verfolgt die Evaporationsrestkerne nach der Abdampfung durch das Spektrometer und bestimmt den Anteil, der durch die Eintrittsblende tritt (= Akzeptanz des Spektrometers), und den, der in der Ionisationskammer nachgewiesen wird (= Effizienz $\varepsilon_S^{(i)}$ des Spektrometers). Diese Ergebnisse sind stark abhängig von der jeweiligen

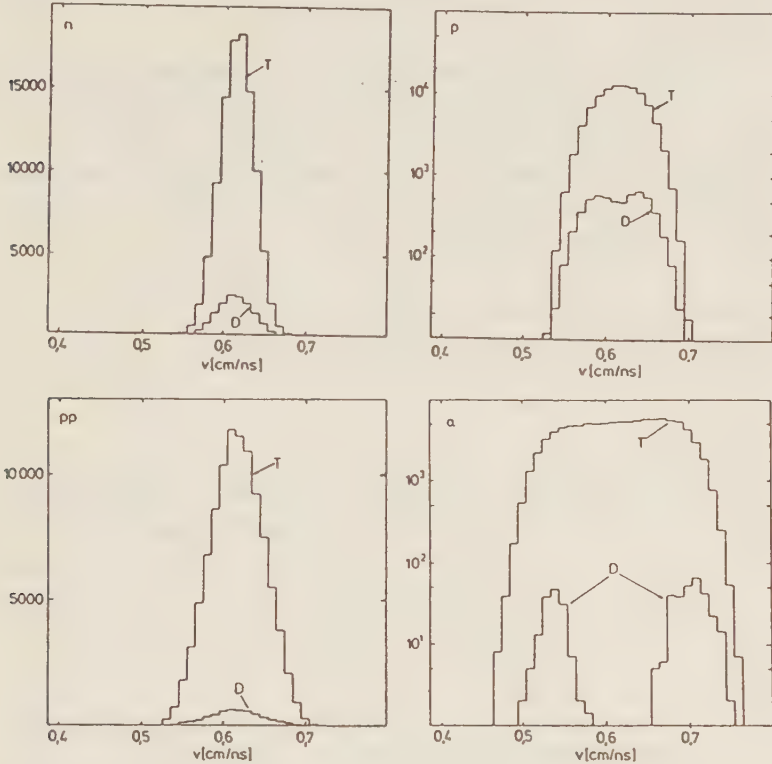
Evaporationssequenz i.



Figur 14: Mit TRANMI berechnete Winkelverteilungen von vier der häufigsten Evaporationssequenzen. Es bedeuten: n: reine Neutronenab dampfung, p: Evaporation von einem Proton und dann Neutronen bis die verbleibende Anregungsenergie nicht mehr zur Emission des nächsten Neutrons ausreicht, pp und α: es werden erst zwei Protonen bzw. ein α-Teilchen und dann nur noch Neutronen abgedampft. Die Eintrittsblende des Spektrometers läßt alle Evaporationsrestkerne bis zu einem Winkel von 31 mrad passieren. Für jede Evaporationssequenz wurden 100000 Monte-Carlo-Ereignisse berechnet.

Die Abhängigkeit der Spektrometereffizienz von der Evaporationssequenz ist zurückzuführen auf die vom Ausgangskanal stark abhängige Winkelverteilung (führt in erster Linie zu unterschiedlicher Akzeptanz) und Geschwindigkeitsverteilung (davon wird die Transmission durchs Spektrometer besonders beeinflusst). Figur 14 zeigt die Winkelverteilung für vier der häufigsten Evaporationssequenzen, die mit TRANMI berechnet wurden. In Figur 15 sind die entsprechenden Geschwindigkeitsverteilungen am Target und am Ort des Detektorsystems dargestellt.

Es zeigt sich, daß Rückstoßkerne, die durch α -Evaporation entstanden sind, nur mit geringer Wahrscheinlichkeit ($\approx 0,3\%$) nachgewiesen werden können. Daraus ergibt sich, daß die Ungenauigkeit des Anteils der α -Abdampfung am meisten zum experimentellen Fehler in der Messung des Fusionswirkungsquerschnitts beiträgt.



Figur 15: Geschwindigkeitsverteilungen der Evaporationsrestkerne am Target (T) und der im Detektorsystem nachgewiesenen Teilchen (D) zu den in Figur 14 gezeigten Winkelverteilungen.

5.2. Methode der Datenanalyse

Durch eine Anpassung an die gemessene Geschwindigkeitsverteilung konnte für jede Evaporationssequenz i ermittelt werden, welcher Anteil $\alpha^{(i)}$ der nachgewiesenen Evaporationsrestkerne zu dieser Evaporationssequenz gehört.

Die Anpassung an die Geschwindigkeitsverteilung wurde in Form eines linearen χ^2 -Fits durchgeführt. Wie z.B. in [Bev69] beschrieben besteht die Standardmethode zur Ausführung eines linearen χ^2 -Fits in einer einfachen Matrixinvertierung. Diese schnelle Ausführung der Anpassung erlaubt ein interaktives Arbeiten am Bildschirm bei dem die relevanten Ausgangskanäle ausgewählt werden.

Aus den mit der Anpassung gefundenen $\alpha^{(i)}$ ließ sich dann die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit ϵ_S berechnen als:

$$\frac{1}{\epsilon_S} = \sum_i \frac{\alpha^{(i)}}{\epsilon_S^{(i)}}$$

Mit den so erhaltenen Effizienzen ϵ_S wurden die Wirkungsquerschnitte der Subcoulombfusion σ_f nach folgender Gleichung berechnet:

$$\sigma_f = \frac{1}{\epsilon_S f_g f_c} \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_R \frac{I_{co}}{I_{mon}} .$$

f_g := Gittertransmission durch die Stützgitter des Zeitdetektors und des Ionisationskammerfensters (=0,59)

f_c := Effizienz des Zeitdetektors (≈ 1)

$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_R$:= Rutherford-Wirkungsquerschnitt unter dem Winkel der Monitorzähler

$\Delta\Omega$:= Raumwinkel beider Monitorzähler zusammen
(= $0,56 \cdot 10^{-4}$ sr)

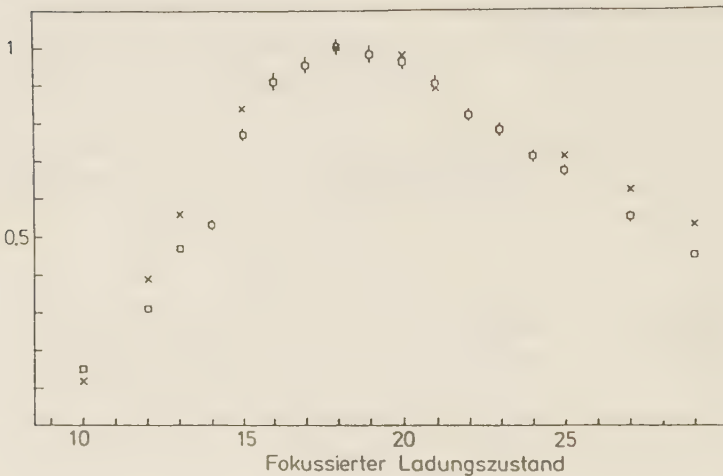
I_{co} := Anzahl der nachgewiesenen Rückstoßkerne

I_{mon} := Gesamtanzahl der in den Monitorzählern gemessenen gestreuten Strahlteilchen

Für diesen Teil der Auswertung wurde das Offline-Programm VCFIT erstellt. Es erlaubt das Verfolgen der Geschwindigkeitsanpassungen am Bildschirm und die interaktive Auswahl der Ausgangskanäle. Parallel zum Rechengang wird die in [Bev69] dargestellte Fehlerrechnung ausgeführt.

5.3. Anpassung der Ladungsverteilung

Wie schon im Abschnitt 4.2. beschrieben, wurde das Zählratenverhältnis ZV von nachgewiesenen Evaporationsrestkernen zu im Monitor detektierten am Target gestreuten Strahlteilchen wiederholt gemessen. Dabei wurde jedesmal ein anderer Ladungszustand der Rückstoßkerne auf das Eintrittsfenster der Ionisationskammer fokussiert.



Figur 16: ZV (□) wie im Text beschrieben und Effizienzen ϵ_S (×) als Funktion des mit den Quadrupollinsen auf das Eintrittsfenster der Ionisationskammer fokussierten Ladungszustands. Beide dargestellten Größen wurden auf die Messung mit der größten Effizienz (fokussierter Ladungszustand = 18^+) normiert, um den Vergleich zu ermöglichen.

An die so gewonnenen Daten wurden nun die Ergebnisse von TRANMI-Rechnungen angepaßt. Die beste Übereinstimmung mit den Daten ergab sich, wenn die Ladungsverteilung $h(q)$ aus [Say72] mit der mittleren Ladung $\bar{q}$ aus [Nik66] verwendet wurde:

$$h(q) = N_q \exp(-0,5 t^2 / [1 + \epsilon_q t])$$

mit $t := (q - \bar{q}) / \rho$, $\epsilon_q :=$ Asymmetrieparameter der Ladungsverteilung, $N_q :=$ Normierungskonstante, ρ bezeichnet die Breite der Ladungsverteilung.

lung,

$$\bar{q} = Z \left[1 + \left(\frac{v}{v', Z^{0,45}} \right)^{-1/0,6} \right]^{-0,6}$$

mit Z := Kernladung des Evaporationsrestkerns, v := Geschwindigkeit des Evaporationsrestkerns, $v' := 0,36$ cm/ns.

Die zu hohen Ladungen hin asymmetrische Ladungsverteilung ist darauf zurückzuführen, daß die γ -Emissionen der Restkerne außerhalb des Targets erfolgen. Die dabei auftretenden Auger-Kaskaden führen zu erhöhten Ladungen der Restkerne. Bei neuen Messungen wird durch eine dünne ($5 - 10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) Ladungsrückstellfolie wenige cm hinter dem Target eine schmalere Ladungsverteilung erreicht, die zu größeren Spektrometereffizienzen führt. Darüber hinaus verhindert eine Rückstellfolie hinter dem Target, daß Strahlteilchen eines niedrigen Ladungszustands, die im Spektrometer nur wenig abgelenkt werden, durch kleine Löcher im Target fliegen und zu störenden Untergrundereignissen im Detektorsystem führen.

Das Ergebnis der Anpassung ist zusammen mit den Meßergebnissen in Figur 16 dargestellt. Die Parameter ρ ($= 3,6 \hat{=}$ Halbwertsbreite der Ladungsverteilung $= 1,09 \sqrt{Z}$) und ε_q ($= 0,5$) brauchten gegenüber früheren Auswertungen [Rud83] nicht verändert zu werden.

Die so angepaßte Gleichung für die Ladungsverteilung wurde für alle folgenden Berechnungen mit TRANMI verwandt.

5.4. Einfluß der Strahlführung auf die Spektrometereffizienz

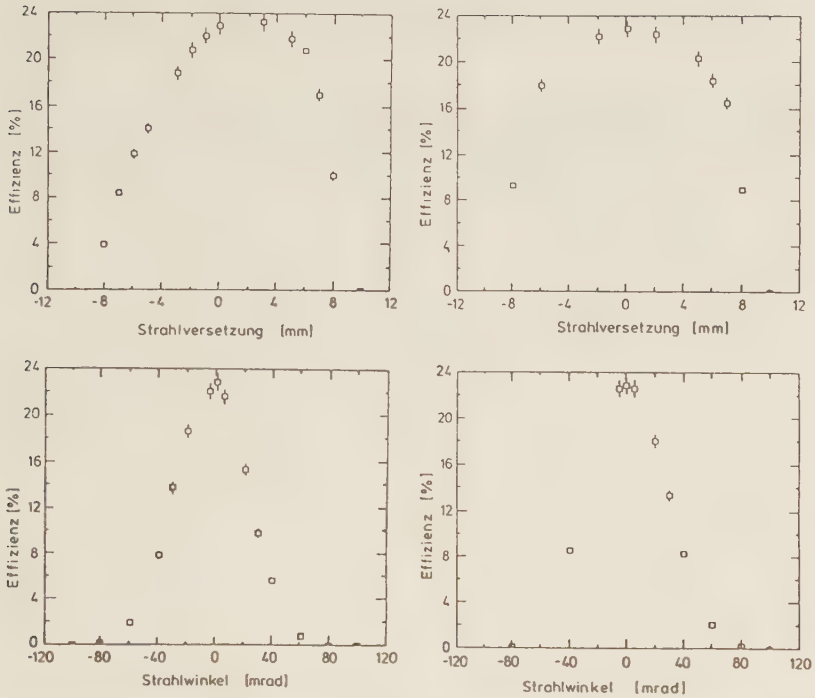
Um den Einfluß der Strahlführung auf die Meßergebnisse zu studieren, wurde vor der Durchführung des Experimentes mit TRANMI untersucht, inwieweit Effizienzänderungen durch unterschiedliche Strahlführung möglich sind. Als Abweichung von der optimalen Strahlage wurden in Betracht gezogen:

1. Horizontale und vertikale Versetzung des Strahlflecks auf dem Target
2. Schräger Einschub auf das Target in beiden Richtungen

Die Untersuchungen wurden anhand der Fusion von ^{33}S mit ^{106}Pd bei einer Strahlenergie von 108 MeV im Laborsystem durchgeführt. Da sich die gemessenen Reaktionen nicht wesentlich unterschieden, war von einem Vergleich mit anderen Systemen keine wesentlich neue Information zu erwarten und es konnte darauf verzichtet werden. Auch wurde die Effizienz nur für die häufigste Evaporationssequenz, die reine Neutronenabdampfung, berechnet, bei der sich Veränderungen am stärksten zeigen. Bei anderen Ausgangskanälen ist wegen ihrer breiteren Winkelverteilung (siehe Figur 14 auf Seite 42) und ihres kleineren Verzweigungsverhältnisses mit geringeren Effekten auf die Separatoreffizienz zu rechnen.

Figur 17 zeigt die Ergebnisse dieser Untersuchungen. Zunächst fällt auf, daß sich für vertikale Abweichungen von der idealen Strahlage symmetrische Kurven ergeben, während die Effizienz bei horizontalen Strahlveränderungen asymmetrisch verläuft. Dies ist aus dem Aufbau des Spektrometers heraus leicht zu verstehen. Der Strahl wird im Wienfilter erst nach rechts und dann nach links abgelenkt, während alle dazu senkrechten Elemente symmetrisch angeordnet sind.

Mit einem Quarz auf dem Targetrad läßt sich die Position des Strahlflecks besser als auf einen Millimeter genau kontrollieren. Innerhalb dieser Grenzen ergibt sich keine merkliche Effizienzänderung.



Figur 17: oben links: Mit TRANMI berechnete Nachweiseffizienzen für Verdampfungsrestkerne nach der Evaporation von Neutronen bei einer horizontalen Versetzung des Strahls am Target. Die Fehlerbalken entsprechen den statistischen Fehlern aus dem Monte-Carlo-Programm; oben rechts: wie oben links aber vertikale Versetzung des Strahls; unten links: wie oben aber statt Versetzung horizontal schiefer Einschuß auf das Target; unten rechts: wie unten links aber der Strahl bildet in vertikaler Richtung einen Winkel mit dem Normalenvektor auf dem Target.

Die Strahlage kann mit einem zweiten Quarz hinter dem abgeschalteten Wienfilter noch einmal überprüft werden. Hier ist die Kontrolle der Strahlposition nicht so genau, weil hier kein Strahlfokus vorliegt. Doch selbst wenn man eine unrealistisch große Abweichung von 5 mm von der optischen Achse annimmt, entspricht dies wegen des großen Abstandes der beiden Quarze voneinander (2,2 m) nur einer Winkelabweichung von 2,7 mrad. Bei so kleinen Winkeln ist die daraus resultierende Effizienzänderung sehr klein gegen andere Effekte wie den Anteil

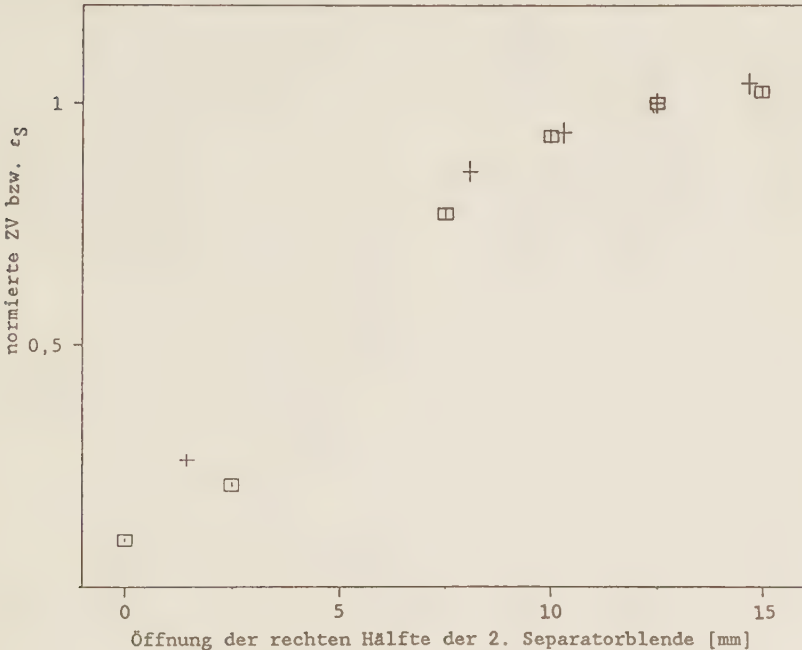
der α -Evaporation an den Ausgangskanälen.

Da die Strahllage nach sorgfältiger Justierung mit den Quarzen während des Experimentes durch den Vergleich zweier Monitore kontrolliert wurde, brauchte aufgrund obiger Berechnungen keine Beeinträchtigung der Meßergebnisse durch die Strahlführung befürchtet zu werden.

5.5. Effizienzveränderung durch die 2. Separatorblende

Wesentliche Bedeutung für die Funktion des Rückstoß-Spektrometers hat die rechte Hälfte der 2. Separatorblende. Durch sie wird der größte Teil der Projektile vom Detektorsystem ferngehalten.

Deshalb ist man bestrebt diese Blende so weit wie möglich in den Strahlengang hineinzufahren, um die Strahlunterdrückung zu erhöhen. Dadurch werden aber in zunehmendem Maße auch Rückstoßkerne abgefangen. Es ist also wichtig den Einfluß dieser Blende auf die Effizienz zu kennen und mit TRANMI richtig zu beschreiben.



Figur 18: Vergleich des gemessenen Zählratenverhältnisses ZV ($\square$) mit den mit TRANMI berechneten Effizienzen ϵ_S ($+$). Es wurde jeweils auf die Werte bei der Blendenöffnung = 12,5 mm normiert.

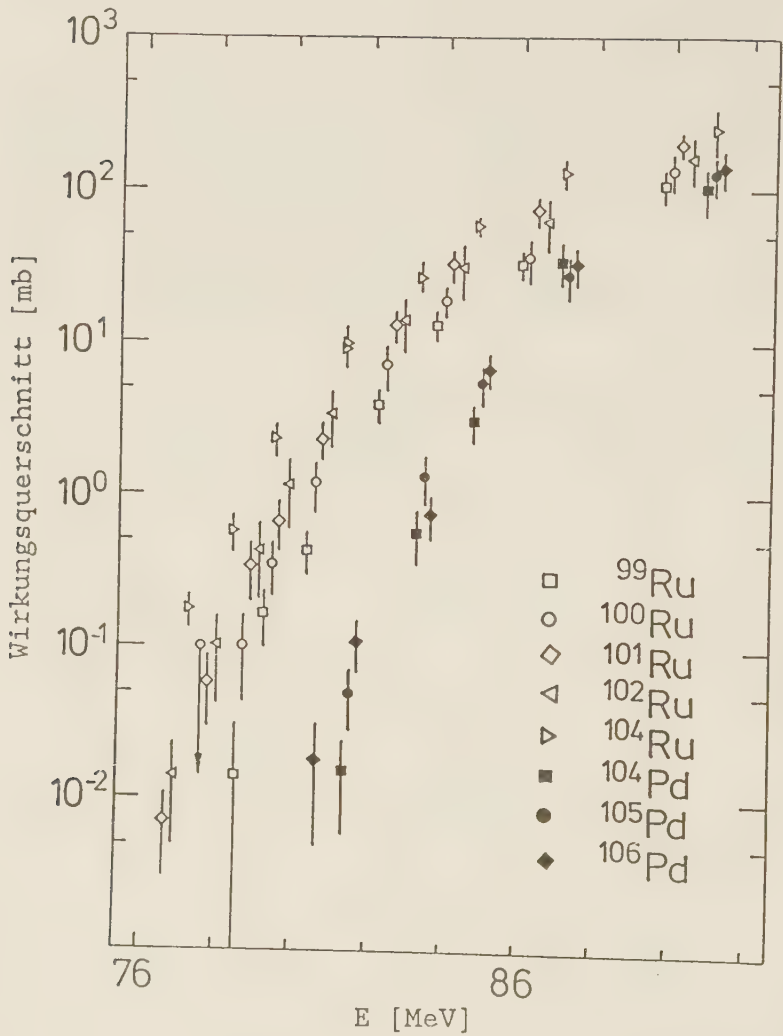
Figur 18 zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen gemessenen Zählratenverhältnissen ZV und berechneten Effizienzen ϵ_S . Es wurde jeweils auf die Ergebnisse mit der für die späteren Messungen gewählten Blendeneinstellung normiert.

6. Meßergebnisse

In Figur 19 und Tabelle 4 werden die aus der Datenanalyse gewonnenen absoluten Wirkungsquerschnitte gezeigt. Schon in dieser Darstellung wird deutlich, daß alle gemessenen Anregungsfunktionen dem gleichen Verlauf folgen. Dies wird noch offensichtlicher, wenn die Wirkungsquerschnitte auf einen festen Kernradius bezogen werden und die Energien im Schwerpunktsystem in den Einheiten der jeweiligen Barrierenhöhe dargestellt werden. Dies ist in Figur 20 zu sehen.

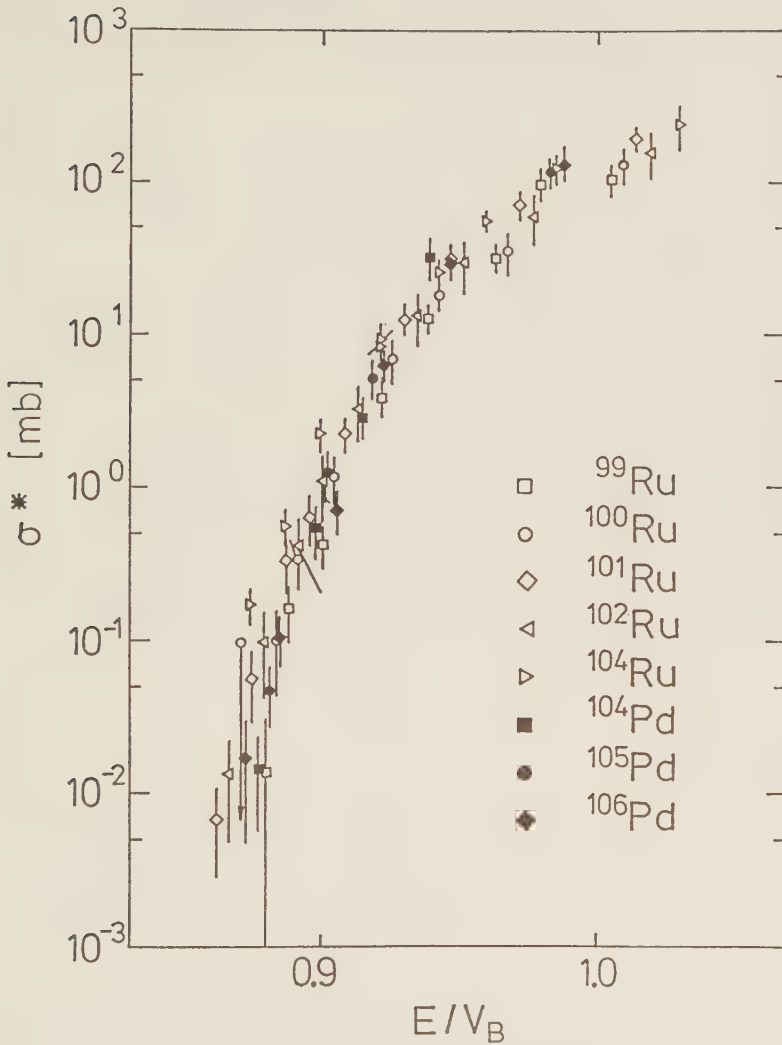
Target	$E_{cm}[\text{MeV}]$	$\sigma[\text{mb}]$	$\Delta\sigma[\text{mb}]$	Target	$E_{cm}[\text{MeV}]$	$\sigma[\text{mb}]$	$\Delta\sigma[\text{mb}]$
^{99}Ru	89,7	108	24	^{100}Ru	90,0	134	34
	86,0	32,7	6,1		86,2	36	11
	83,8	13,0	2,6		84,0	18,7	3,8
	82,3	3,9	0,9		82,5	7,1	2,2
	80,4	0,43	0,13		80,6	1,20	0,40
	79,3	0,165	0,064		79,5	0,35	0,13
	78,5	0,014	0,017		78,7	0,102	0,058
^{101}Ru					77,6	<0,099	
	90,2	199	31	^{102}Ru	90,5	162	51
	86,4	74	15		86,7	62	22
	84,2	32,5	6,9		84,4	31	12
	82,7	13,0	2,9		82,9	13,9	5,2
	80,8	2,33	0,59		81,0	3,4	1,3
	79,7	0,66	0,23		79,9	1,15	0,53
	78,9	0,34	0,13		79,2	0,43	0,22
	77,8	0,058	0,028		78,0	0,101	0,058
	76,6	0,007	0,004		76,9	0,014	0,009
^{104}Ru	91,1	250	81	^{104}Pd	90,9	103	33
	87,1	129	25		87,1	34	10
	84,9	57,5	6,4		84,8	3,07	0,87
	83,3	26,6	4,8		83,3	0,57	0,21
	81,4	9,7	2,5		81,4	0,015	0,009
	81,4	9,0	1,7	^{105}Pd	91,1	127	34
	79,5	2,33	0,54		87,3	27,7	7,9
	78,4	0,58	0,15		85,0	5,5	1,5
	77,3	0,176	0,044		83,5	1,34	0,46
					81,6	0,050	0,021
^{106}Pd	91,3	140	36				
	87,5	32,6	8,2				
	85,2	6,7	1,6				
	83,7	0,75	0,23				
	81,8	0,109	0,038				
	80,7	0,018	0,013				

Tabelle 4: Alle mit dem Projektil ^{33}S gemessenen Wirkungsquerschnitte



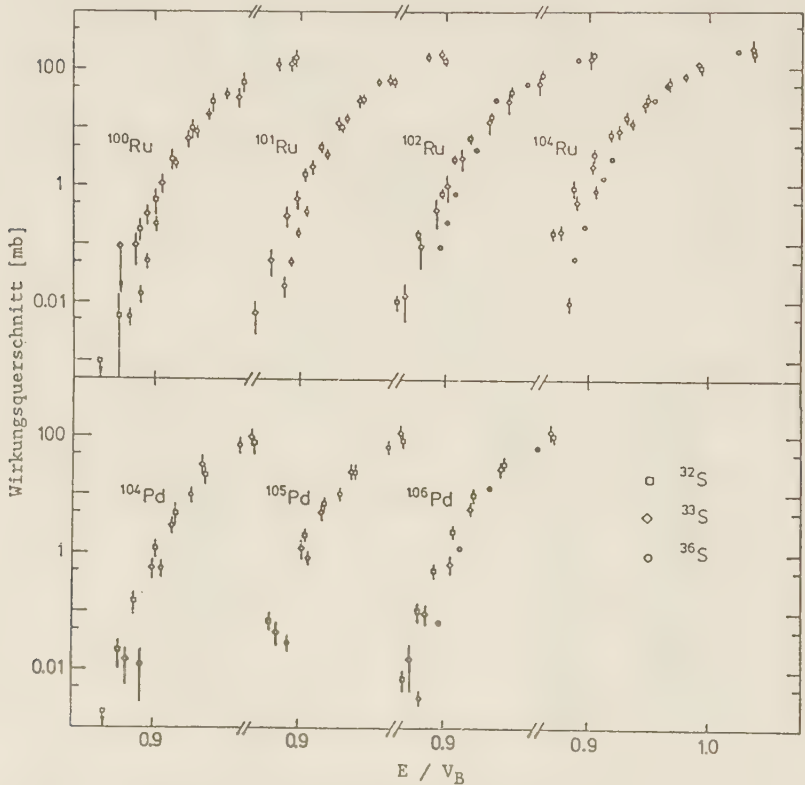
Figur 19: Alle mit dem Projektil ^{33}S gemessenen Anregungsfunktionen

Eine Erhöhung der Wirkungsquerschnitte von Reaktionen ungerader Neutronenzahl über diejenigen mit gerader, wie es bei einem dominanten Einfluß des Ein-Neutronentransfers auf die Fusion zu erwarten gewesen wäre, ist nicht zu erkennen.



Figur 20: Anregungsfunktionen aus Figur 19 in reduzierter Darstellung. Die Wirkungsquerschnitte σ_F wurden auf den Barrierenradius R_B der Reaktion $^{32}\text{S} \rightarrow ^{92}\text{Mo}$ normiert mit $\sigma^* = \sigma_F R_B^2(^{32}\text{S} \rightarrow ^{92}\text{Mo})/R_B^2$. Die Schwerpunktsenergie wird in Einheiten der jeweiligen Barrierenhöhe V_B dargestellt. Die Barrierenparameter wurden nach [Vaz81] berechnet.

Für sieben Targets liegen die Anregungsfunktionen aus [Pen83] auch für die Projektile ^{32}S und ^{36}S vor. Sie können in Figur 21 miteinander verglichen werden.



Figur 21: Reduzierte Anregungsfunktionen von Fusionsreaktionen der Projektile ^{32}S , ^{33}S , ^{36}S auf jeweils das gleiche Target

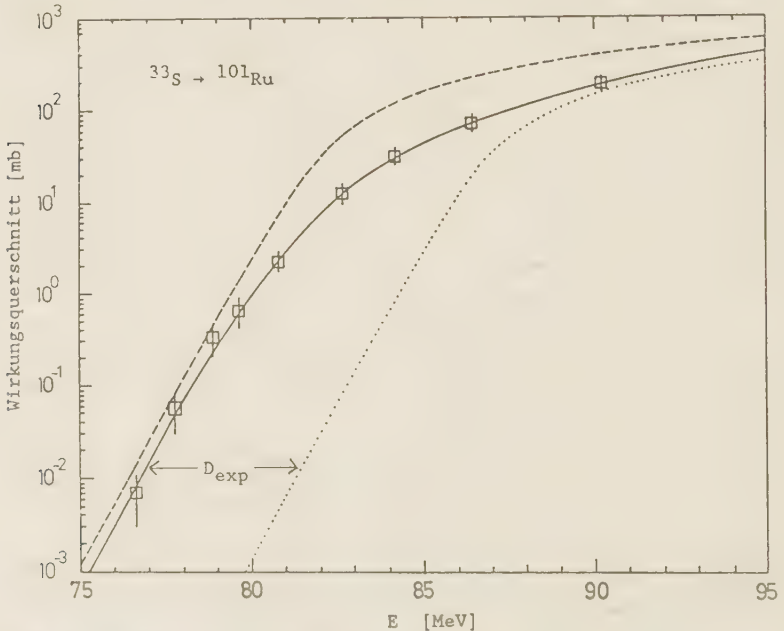
Bei allen gezeigten Reaktionen sind die Wirkungsquerschnitte mit ^{36}S -Projektile für die niedrigen Energien kleiner als diejenigen mit ^{32}S - oder ^{33}S -Strahl. Dagegen unterscheiden sich die Anregungsfunktionen mit ^{32}S nur innerhalb der Fehlergrenzen von denjenigen mit ^{33}S als Reaktionspartner. Bei den Pd-Targets scheinen die Daten von ^{33}S -Projektile zwar systematisch kleiner zu sein als die von ^{32}S -Strahlteilchen. Da aber die Fehlerbalken zu einem großen Teil den erwarteten systematischen Fehler repräsentieren (an der Barriere beträgt der statistische Fehler nur etwa 3%), können die Wirkungsquerschnitte der

^{32}S - und ^{33}S - Reaktionen auch als innerhalb der Meßgenauigkeit gleich interpretiert werden.

7. Diskussion

7.1. Asymptotische Barriererniedrigung D

Um den Vergleich der Anregungsfunktionen untereinander zu erleichtern, ist es zweckmäßig eine Parametrisierung einzuführen. Diese sollte ein Maß für die Erhöhung der gemessenen Wirkungsquerschnitte σ_{exp} gegenüber den Ergebnissen eindimensionaler Tunnelrechnungen σ_{1D} darstellen. In dieser Arbeit soll die asymptotische Barriererniedrigung D_{exp} als Parametrisierung dienen. Sie wird, wie in Figur 22 gezeigt wird, hier definiert als der Abstand der gemessenen Anregungsfunktion vom Ergebnis einer Einkanal-Berechnung mit CCFUS. Dabei wurde die Barrierenhöhe V_B durch eine Absenkung um etwa 6 MeV an die gemessenen Wirkungsquerschnitte oberhalb der Barriere angepaßt. Diese Barrierenabsenkung wurde durch eine Erhöhung der Stärke des in CCFUS verwendeten Christensen-Winther-Potentials [Chr76] um 25 MeV erreicht.



Figur 22: Definition der asymptotischen Barriererniedrigung D_{exp} . Die gestrichelte Linie zeigt eine eindimensionale Tunnelrechnung, bei der V_B gegenüber dem für die gepunktete Kurve verwendeten Wert um $D_{\text{exp}} = 4,7$ MeV erniedrigt wurde.

Die hier benutzte Definition von D_{exp} ist sinnvoll, da alle gemessenen Anregungsfunktionen bei kleinen Wirkungsquerschnitten zumindest bis hinunter in den $50 \mu\text{b}$ Bereich parallel zu den eindimensionalen Tunnelrechnungen verlaufen.

Allein aus der Beobachtung dieses parallelen Verlaufs von gemessenen und eindimensional berechneten Anregungsfunktionen heraus läßt sich schließen, daß es eine kleinste Barriere geben muß. Wie schon im Abschnitt 3.3. und Figur 5 gezeigt wurde, ist die Form der Anregungsfunktion bei kleinen Wirkungsquerschnitten nur durch den Tunnelprozess unter der niedrigsten Barriere bestimmt.

Da die Wong-Formel in der Nähe der Barriere im wesentlichen vom Argument $E - V_B$ abhängig ist, entspricht, wie schon im Abschnitt 3.4. gezeigt wurde, eine Veränderung der Barrierenhöhe V_B fast nur einer horizontalen Verschiebung der Anregungsfunktion in Figur 22. Dies macht deutlich, daß D_{exp} annähernd derjenigen Energie entspricht, um die die Barriere erniedrigt werden müßte, um den zu niedrigen Schwerpunktsenergien E hin asymptotischen Verlauf der Anregungsfunktion zu beschreiben. Die gestrichelte Linie in Figur 22 zeigt den Verlauf einer berechneten Anregungsfunktion, bei der V_B um D_{exp} erniedrigt wurde.

Aus den aus Coupled-Channel-Rechnungen gewonnenen Eigenwerten λ_m und ihren Gewichten $|U_{m0}|^2$ läßt sich die daraus resultierende asymptotische Barriererniedrigung D_{the} unmittelbar ausrechnen [Bro84]:

$$D_{\text{the}} = \epsilon_0 \ln \left\{ \sum_m |U_{m0}|^2 \exp(-\lambda_m/\epsilon_0) \right\}. \quad (17)$$

Somit ist ein direkter Vergleich von experimentell und theoretisch gewonnenen D möglich. Allerdings gehen in die Bestimmung von D_{exp} die Potentialparameter ein. Insbesondere die Barrierenhöhe kann nur mit einer gewissen Genauigkeit durch das Experiment festgelegt werden.

Anhand der genügend weit oberhalb der Barriere gültigen Gleichung $\sigma_f = \pi R^2(1 - V_B/E)$ folgt für den Fehler ΔD_{exp} der experimentell bestimmten asymptotischen Barriererniedrigung $\Delta D_{\text{exp}} \approx \Delta V_B = -\Delta\sigma_f/\sigma_f(E - V_B)$. Für einen systematischen Fehler des Wirkungsquerschnitts von 15% ergibt sich damit bei einer Barriere von $V_B = 80 \text{ MeV}$

und für eine Schwerpunktsenergie E 10% oberhalb von V_B ein Fehler von 1,2 MeV für D_{exp} .

Die Berechnung von D_{the} ist durch die begrenzte Kenntnis der Eingangsparameter der Coupled-Channel-Rechnung eingeschränkt. Dazu kommen noch mögliche Fehler durch das Näherungsverfahren wie die im Abschnitt 3.2. diskutierten Fehlerquellen.

	^{32}S	^{33}S	^{36}S
^{110}Pd	5,9		3,9
^{108}Pd	5,3		3,3
^{106}Pd	4,8	4,4	3,4
^{105}Pd	4,8	4,4	3,4
^{104}Pd	4,5	4,3	3,2
^{103}Rh	4,8		3,3
^{104}Ru	6,0	5,4	3,9
^{102}Ru	4,9	4,5	3,3
^{101}Ru	4,3	4,7	3,2
^{100}Ru	4,1	4,4	3,0
^{99}Ru		3,9	
^{100}Mo	5,6		3,3
^{98}Mo	4,8		3,2
^{96}Mo	4,7		2,7
^{94}Mo	3,7		2,9
^{92}Mo	2,5		2,6

Aus den oben genannten Gründen ist ein Vergleich der absoluten D-Werte nur bedingt sinnvoll. Dagegen können aus den relativen Verläufen der D's von verschiedenen Fusionsreaktionen zueinander besser Schlüsse gezogen werden. Die relativen Fehler von D_{exp} betragen schätzungsweise 0,5 MeV. Eine Ausnahme macht der Wert für die Reaktion $^{32}\text{S} \rightarrow ^{92}\text{Mo}$ wo sich D_{exp} wegen der großen Einflüsse der Anteile der Nachbarisotope des ^{92}Mo im Target nur auf etwa 1 MeV genau bestimmen ließ.

In Tabelle 5 sind die D_{exp} zusammengefaßt. Für die Reaktionen mit dem Projektil ^{33}S wurden die D_{exp} aus den in Abschnitt 6. angegebenen Meßergebnissen bestimmt. Für die Werte der Reaktionen mit $^{32},^{36}\text{S}$ wurden die Anregungsfunktionen aus [Pen83] zugrundegelegt.

Tabelle 5: Asymptotische Barrierenerniedrigung D_{exp} [MeV]

Die asymptotischen Barrierenerniedrigungen $D_{\text{the}}(F_1, Q_1, \dots, F_n, Q_n)$ als Funktion der Kopplungsstärken F_i und Q-Werte Q_i der angekoppelten Kanäle lassen sich nicht als eine Summe von $D_i(F_i, Q_i)$ ausdrücken. Wobei D_i für die asymptotische Barrierenerniedrigung steht, die durch das Ankoppeln nur des i-ten Kanals allein zustandekommt:

$$D_{\text{the}}(F_1, Q_1, \dots, F_n, Q_n) \approx \sum_{i=1}^n D_i(F_i, Q_i).$$

Es ist aber möglich im Sinne einer Entwicklung bis zur 1. Ordnung D_{the} als Funktion der Kopplungsstärke F_n eines Kanals aufzufassen und näherungsweise zu schreiben:

$$D_{\text{the}}(F_1, Q_1, \dots, F_n, Q_n) = D_{\text{the}}(F_1, Q_1, \dots, F_{n-1}, Q_{n-1}, 0, Q_n) + \frac{\partial D_{\text{the}}}{\partial F_n} F_n$$

So läßt sich eine Größe

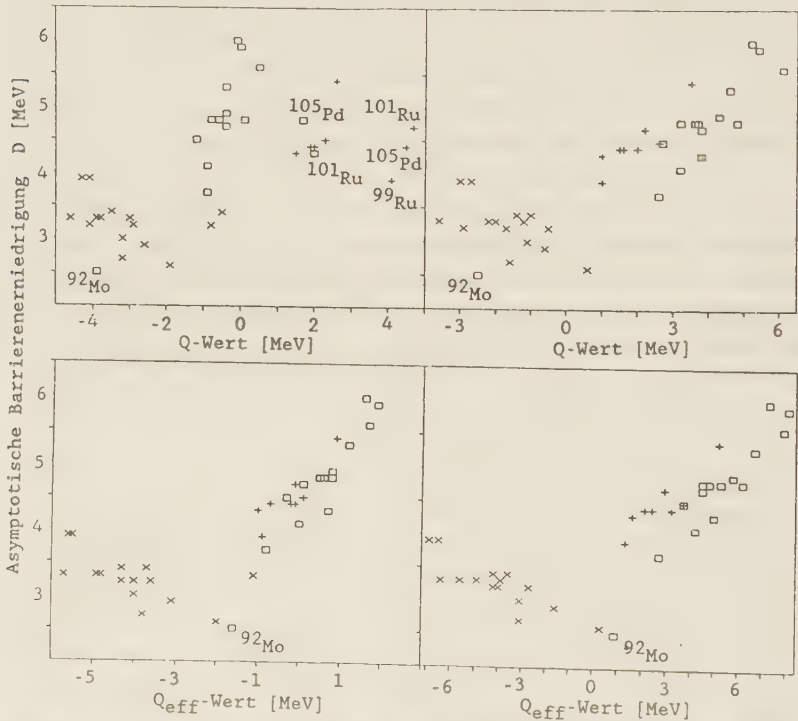
$$\begin{aligned} \Delta D_n &:= \frac{\partial D_{\text{the}}}{\partial F_n} F_n \approx \\ &\approx D_{\text{the}}(F_1, Q_1, \dots, F_n, Q_n) - D_{\text{the}}(F_1, Q_1, \dots, F_{n-1}, Q_{n-1}, 0, Q_n) \end{aligned}$$

definieren, die ein Maß für die zusätzliche Barrierenerniedrigung ist, die durch das Ankoppeln des n-ten Kanals zustandekommt.

Mit Hilfe dieses ΔD lassen sich die unterschiedlichen Größen der durch die Ankopplung verschiedener Kanäle hervorgerufenen Effekte miteinander vergleichen. Ebenso können die Auswirkungen auf unterschiedliche Systeme durch die Ankopplung des gleichen Kanals untersucht werden. Im Abschnitt 7.3.2. wird ein solcher Vergleich vorgestellt.

7.2. Untersuchung der D-Werte auf Korrelationen zu Q-Werten

Auf der Suche nach dem Einfluß von Nukleonentransfer auf die Sub-Coulombfusion bietet sich zunächst die Untersuchung der Meßergebnisse auf Korrelationen zum Q-Wert für den jeweiligen Transfer an. Dies ist besonders deshalb naheliegend, weil eine Korrelation zum Q-Wert für Neutronentransfer in [Pen83] einen Hinweis auf die Erhöhung der Wirkungsquerschnitte durch Zwei-Neutronentransfer gegeben hatte.



Figur 23: D_{exp} aufgetragen über den Q-Werten für Ein- und Zwei-Neutronentransfer zum Projektil (oben links bzw. oben rechts) und Q_{eff} -Werte für Ein- und Zwei-Protonentransfer zum Target (unten links bzw. unten rechts). Die D_{exp} der Reaktionen der Projektile ^{32}S (□) und ^{36}S (x) wurden aus den Daten aus [Pen83] bestimmt. Für die Reaktionen mit ^{33}S (+) dienen die Ergebnisse aus dieser Arbeit als Grundlage. Für einige Datenpunkte ist das Target der Reaktion angegeben.

In Figur 23 sind die D_{exp} -Werte über den Q-Werten für Teilchentransfer zum Grundzustand aufgetragen. Dabei wurden die vier Transferkanäle ausgewählt, für die wegen ihrer großen Q-Werte (siehe Tabellen 6 und 9 auf den Seiten 64 und 78) am ehesten Auswirkungen auf die Fusion zu erwarten waren. Dies sind für die Reaktionen mit ^{32}S ($\square$) und ^{33}S (+) der Ein- und Zwei-Neutronentransfer zum Projektil und der Ein- und Zwei-Protonentransfer zum Target. Für die Reaktionen mit ^{36}S -Strahl ($\times$) wurden die D_{exp} über den Q-Werten der beiden Neutronentransferkanäle zum Target und der beiden Protonentransferkanäle zum Projektil aufgetragen.

Für die Protonentransferkanäle wurde der effektive Q-Wert aufgetragen. Beim effektiven Q-Wert wird berücksichtigt, daß sich durch den Transfer eines geladenen Teilchens das Coulombpotential verändert:

$$Q_{\text{eff}} := Q + \Delta V_C.$$

Q bezeichnet hier den Q-Wert für den Transfer zum Grundzustand und ΔV_C ist die Differenz der Coulombpotentiale $V_C = Z_P Z_T e^2 / R_B$ ($Z_P, Z_T :=$ Kernladungszahlen von Projektil bzw. Target; $R_B :=$ Ort der Barriere nach [Vaz81]) an der Barriere des Eingangskanals und des Ausgangskanals der Transferreaktion.

Die Datenpunkte scheinen sich in den Teilbildern für den Zwei-Neutronentransfer und den Ein- und Zwei-Protonentransfer mehr oder weniger um eine Linie herum anzusammeln. Dagegen erscheinen die Punkte im Teilbild für den Ein-Neutronentransfer links oben in Figur 23 unkorreliert. Dieser Eindruck kommt zum einen dadurch zustande, daß die Q-Werte des Ein-Neutronentransfers zum Projektil ^{32}S (siehe Figur 24 und Tabellen 6 und 9 (auf Seite 78)) zum größten Teil alle ungefähr gleich 0 MeV sind, während die entsprechenden Q-Werte für die Reaktionen mit ^{33}S alle mindestens von der Größe 2 MeV sind, obwohl die D_{exp} von Reaktionen dieser beiden Projektile mit jeweils dem gleichen Target nur wenig voneinander abweichen. Zum anderen fallen die drei Datenpunkte der Systeme $^{33}\text{S} \rightarrow ^{99,101}\text{Ru}$, ^{105}Pd aus dem Rahmen, weil der Q-Wert durch die bei der Bindung eines ungepaarten Neutrons freiwerdenden Paarungsenergie besonders groß ist.

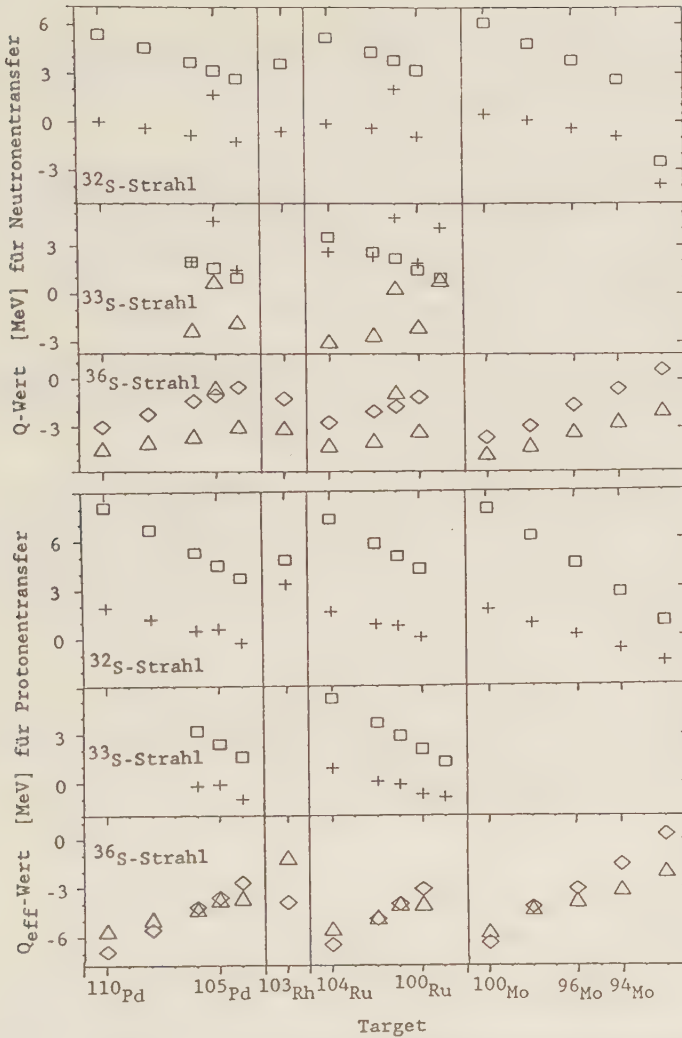
Da sowohl für Zwei-Neutronentransfer zum Projektil als auch für Ein- und Zwei-Protonentransfer zum Target Korrelationen zwischen der Erhöhung der Wirkungsquerschnitte und den Q-Werten festzustellen sind,

kann hier nicht unmittelbar auf einen dominanten Einfluß eines bestimmten Transferkanals auf die Fusion geschlossen werden.

Wie Figur 24 sowie der Vergleich der Tabellen 6 und 9 zeigt, weisen für Reaktionen mit den Projektilen ^{32}S und ^{33}S die Q-Werte Q_{2n} für Neutronentransfer zum Projektil fast die gleichen Trends auf wie die effektiven Q-Werte für Protonentransfer zum Target Q_{1p} und Q_{2p} . Es ist deshalb verständlich, daß für Ein- und Zwei-Protonentransfer zum Target ebenso Korrelationen zu den Q-Werten auftreten wie für Zwei-Neutronentransfer zum Projektil.

Tar- get	^{32}S				^{33}S				^{36}S			
	+2p	+p	-p	-2p	+2p	+p	-p	-2p	+2p	+p	-p	-2p
^{92}Mo	-11,4	-8,2	-1,6	0,9					0,3	-2,0	-5,7	-8,4
^{94}Mo	-13,3	-9,2	-0,8	2,7					-1,6	-3,1	-4,9	-6,5
^{96}Mo	-14,8	-10,0	0,1	4,5					-3,1	-3,8	-4,1	-4,8
^{98}Mo	-15,9	-10,5	0,8	6,2					-4,2	-4,3	-3,3	-3,1
^{100}Mo	-18,1	-11,8	1,7	7,9					-6,4	-5,7	-2,4	-1,3
^{99}Ru					-9,7	-6,5	-0,9	1,3				
^{100}Ru	-14,8	-10,1	0,0	4,2	-10,7	-7,2	-0,7	2,1	-3,1	-4,0	-4,1	-5,1
^{101}Ru	-15,7	-10,1	0,7	5,0	-11,6	-7,2	-0,1	2,9	-4,0	-4,0	-3,5	-4,3
^{102}Ru	-16,6	-10,9	0,8	5,8	-12,5	-8,1	0,1	3,7	-4,9	-4,8	-3,4	-3,5
^{104}Ru	-18,2	-11,6	1,6	7,3	-14,1	-8,8	0,9	5,2	-6,5	-5,5	-2,6	-2,0
^{103}Rh	-15,6	-7,2	3,3	4,8					3,9	-1,1	-0,9	-4,5
^{104}Pd	-14,5	-9,8	-0,3	3,7	-10,4	-6,9	-1,0	1,6	-2,7	-3,6	-4,4	-5,6
^{105}Pd	-15,3	-9,9	0,6	4,5	-11,2	-7,0	-0,1	2,4	-3,6	-3,7	-3,6	-4,8
^{106}Pd	-16,0	-10,4	0,5	5,3	-11,8	-7,6	-0,2	3,2	-4,2	-4,3	-3,6	-4,0
^{108}Pd	-17,3	-11,0	1,2	6,7					-5,6	-4,9	-2,9	-2,5
^{110}Pd	-18,6	-11,7	1,9	8,1					-6,9	-5,6	-2,3	-1,1

Tabelle 6: Q_{eff} -Werte [MeV] für Protonentransfer der gemessenen Reaktionen. Lesebeispiel: Für den Zwei-Protonentransfer zum Target der Reaktion $^{92}\text{Mo}(^{32}\text{S}, ^{30}\text{Si})^{94}\text{Ru}$ beträgt der Q_{eff} -Wert +0,9 MeV.



Figur 24: Vergleich der Q-Werte für Neutronentransfer mit den effektiven Q-Werten für Protonentransfer.

oberes Teilbild: Q-Werte für Neutronentransfer für die Projektile ^{32}S (oben), ^{33}S (Mitte), ^{36}S (unten) und die auf der Abzisse angegebenen Targets. Es bedeuten: □: Zwei-Neutronentransfer zum Projektil, ◇: Zwei-Neutronentransfer zum Target, +: Ein-Neutronentransfer zum Projektil, Δ: Ein-Neutronentransfer zum Target. Alle nicht aufgeführten Q-Werte sind negativ.

unteres Teilbild: Q-Werte für Protonentransfer. Es bedeuten □: Zwei-Protonentransfer zum Target, ◇: Zwei-Protonentransfer zum Projektil, +: Ein-Protonentransfer zum Target, Δ: Ein-Protonentransfer zum Projektil. Alle nicht aufgeführten Q-Werte sind negativ.

Es gibt jedoch Unterschiede:

Die Q_{eff} -Werte Q_{2p} für Zwei-Protonentransfer zum Target wachsen mit zunehmender Neutronenzahl der Targets des gleichen Elementes stärker als die Q_{2n} .

Für den Ein-Protonentransfer zum Target zeigen sich nicht so starke Sprünge im Q_{eff} -Wertverlauf bei Targets ungerader Neutronenzahl wie beim Ein-Neutronentransfer zum Projektil. Die Q_{1p} nehmen mit der Neutronenzahl des Targetelementes ähnlich stark zu wie die Q_{2n} . Die Q_{1p} sind jedoch wesentlich kleiner als die Q_{2n} .

Wegen dieser Unterschiede wird es im folgenden Abschnitt möglich sein, weitergehende Schlüsse zu ziehen unter der Annahme, CCFUS wäre geeignet, die Wirklichkeit richtig wiederzugeben.

Nicht berücksichtigt worden ist bei den bisherigen Betrachtungen, daß von den inelastischen Anregungen von Projektil und Target eine Erhöhung der Wirkungsquerschnitte der Sub-Coulombfusion zu erwarten ist. Hierdurch wird die Feststellung von Korrelationen zu den Q-Werten des Transfers erschwert. Im Abschnitt 7.3.2. wird dies in Figur 27 dadurch bestätigt, daß eine wesentlich verbesserte Korrelation der D_{exp} zu den Q-Werten für Zwei-Neutronentransfer auftritt, wenn die Auswirkungen von inelastischen Anregungen auf die Sub-Coulombfusion rechnerisch berücksichtigt werden.

7.3. Vergleich der D's mit CCFUS-Rechnungen

7.3.1. Beitrag durch inelastische Anregungen

Die mit Hilfe von Gleichung 17 gewonnenen D_{the} sind in Figur 25 zusammen mit den D_{exp} dargestellt. Die Eigenwertverteilungen wurden mit CCFUS berechnet. Angekoppelt wurden für die Kerne mit gerader Massenzahl jeweils der unterste 2^+ - Zustand des Projektils und die untersten 2^+ - und 3^- -Zustände des Targets. Diese Zustände und die für Kerne ungerader Massenzahl angekoppelten Niveaus sind zusammen mit den in der Berechnung verwandten Anregungsenergien E_x , Multiplizitäten λ und Deformationsparametern β in den Tabellen 7a und 7b zusammengefaßt.

Wo der in den Tabellen 7a und 7b angegebenen Referenz nur der Deformationsparameter aber nicht die Übergangswahrscheinlichkeit (in Weisskopf-Einheiten [W.u.]) zu entnehmen war, ist sie mit Hilfe folgender Gleichung berechnet worden [Bro84]:

$$B(E\lambda) \text{ [W.u.]} = \beta_\lambda^2 \frac{z^2 (3+\lambda)^2}{4\pi (2\lambda+1)} \quad (18)$$

Für das Target ^{105}Pd wurde in Figur 25 außerdem angegeben, welches D_{the} sich ergibt, wenn noch zusätzlich die Zustände aus Tabelle 8 angekoppelt werden, die auch alle direkte Übergänge in den Grundzustand aufweisen.

Die starke Zunahme von D_{the} durch die Mitberücksichtigung weiterer Kanäle zeigt, daß hier die Ankopplung nur der untersten angeregten Zustände für die Berechnung des Effektes der inelastischen Anregungen auf die Fusion nicht ausreicht. Eine exakte Berücksichtigung aller für die Fusion wesentlichen angeregten Zustände ist aber nicht möglich, da für die meisten der verwendeten Targets wesentlich weniger umfangreiche Daten in der Literatur zu finden sind als für ^{105}Pd .

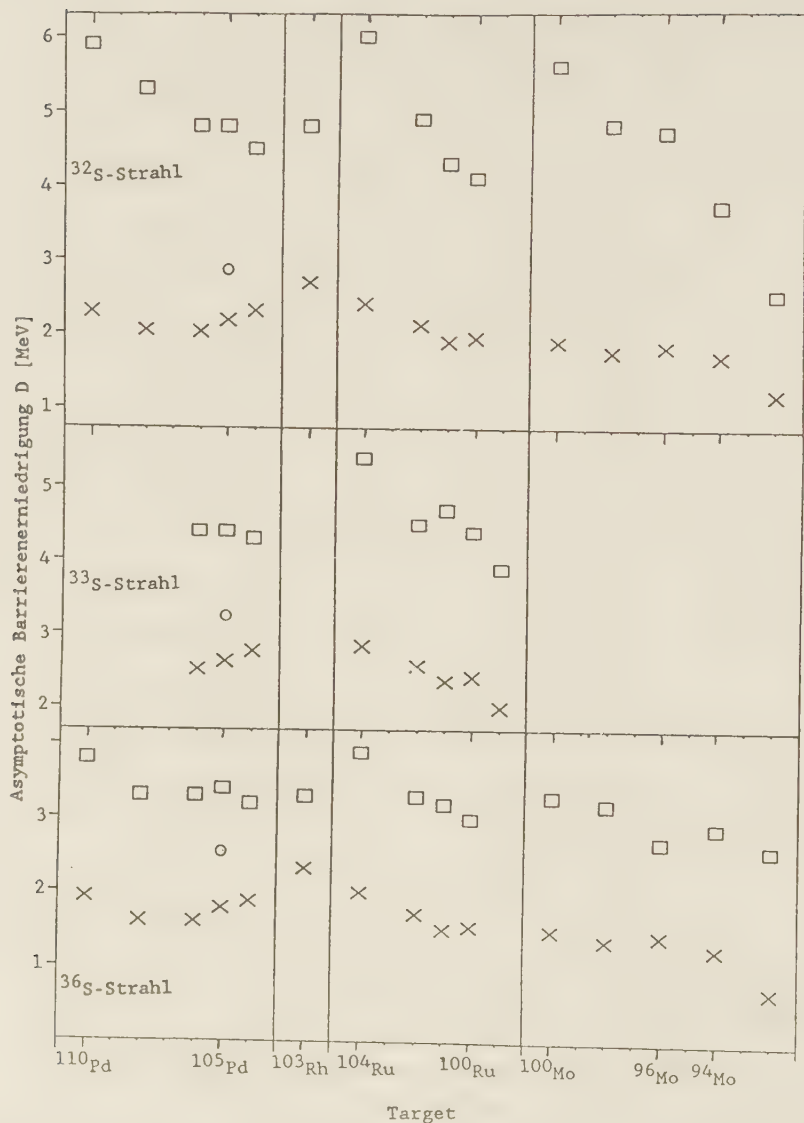
Kern	J^{π}_{Ord}	E_x [MeV]	λ	$B(E\lambda)$ [W.u.]	β	Referenz
^{32}S	2^+_1	2,23	2	10,2	0,315	[Bal80]
^{33}S	$1/2^+_1$	0,84	2	4,1	0,201	[Sch77]
	$3/2^+_2$	2,31	2	2,9	0,168	[But75]
	$5/2^+_1$	1,97	2	8,1	0,282	[Sch77]
	$7/2^+_1$	2,97	2	2,7	0,163	[But75]
^{36}S	2^+_1	3,29	2	2,7	0,163	[End79]
^{92}Mo	2^+_1	1,51	2	4,5	0,080	[Luk80]
	3^-_1	2,85	3	9,5	0,115	[Luk80]
^{94}Mo	2^+_1	0,87	2	18,0	0,16	[Mül85]
	3^-_1	2,53	3	19,2	0,163	[Mül85]
^{96}Mo	2^+_1	0,78	2	20,7	0,172	[Mue82]
	3^-_1	2,24	3	23,7	0,181	[Mue82]
^{98}Mo	2^+_1	0,79	2	18,0	0,16	[Mül83]
	3^-_1	2,11	3	22,4	0,176	[Mül83]
^{100}Mo	2^+_1	1,54	2	35,2	0,224	[Wad78]
	3^-_1	1,91	3	20	0,166	[Bur75]
^{99}Ru	$1/2^+_1$	0,44	2	13,2	0,131	[Mül86]
	$5/2^+_2$	0,58	2	8,82	0,107	[Mül86]
	$7/2^+_1$	0,34	2	0,48	0,025	[Mül86]
^{100}Ru	2^+_1	0,54	2	35	0,213	[Lan80]
	3^-_1	2,06	3	10,4	0,115	[Lan80]
^{101}Ru	$1/2^+_1$	0,33	2	6	0,091	[Lan80]
	$3/2^+_1$	0,13	2	20	0,161	[Lan80]
	$5/2^+_2$	0,31	2	7	0,096	[Lan80]
	$7/2^+_1$	0,31	2	2	0,048	[Lan80]

Tabelle 7a: Für die Berechnung der D_{the} in Figur 25 an die Fusion angekoppelte angeregte Zustände. Wenn in der Literatur der $B(E\lambda)$ -Wert nicht angegeben war, wurde er wie im Text beschrieben aus den Werten für β und λ berechnet. Fortsetzung in Tabelle 7b.

Kern	J^{π}_{Ord}	E_x [MeV]	λ	$B(E\lambda)$ [W.u.]	β	Referenz
^{102}Ru	2^+_1	0,48	2	46	0,224	[Lan80]
	3^-_1	2,04	3	14,6	0,14	[Lan80]
^{104}Ru	2^+_1	0,36	2	60	0,277	[Bla84]
	3^-_1	1,97	3	12,9	0,13	[Bla84]
^{103}Rh	$7/2^+_1$	0,04	3	0,0025	0,002	[Fre87]
	$3/2^-_1$	0,29	2	36	0,211	[Fre87]
	$5/2^-_1$	0,36	2	44	0,234	[Fre87]
^{104}Pd	2^+_1	0,56	2	37,2	0,21	[Bla84]
	3^-_1	2,19	3	25,6	0,172	[Aok83]
^{105}Pd	$1/2^+_1$	0,35	2	2,4	0,053	[Tay85]
	$3/2^+_1$	0,28	2	4,4	0,072	[Tay85]
	$5/2^+_2$	0,32	2	2,5	0,054	[Tay85]
	$7/2^+_1$	0,31	2	0,3	0,019	[Tay85]
	$7/2^+_2$	0,44	2	48,5	0,24	[Tay85]
^{106}Pd	2^+_1	0,51	2	46	0,236	[And86]
	3^-_1	2,08	3	3,0	0,059	[And86]
^{108}Pd	2^+_1	0,43	2	48,9	0,241	[Hae82]
	3^-_1	2,05	3	1,9	0,047	[Aok83]
^{110}Pd	2^+_1	0,37	2	46,5	0,235	[Gel83]
	3^-_1	2,02	3	17,0	0,14	[Aok83]

Tabelle 7b: Fortsetzung von Tabelle 7a.

Es ist aber zu vermuten, daß zumindest die hier verwendeten Targets ungerader Massenzahl ähnlich viele Niveaus mit Grundzustandsübergängen aufweisen wie ^{105}Pd . Auch für die Reaktionen mit Targets gerader Massenzahl können weitere Zustände wesentlich sein, die über Mehrfachanregungen erreicht werden [Esb86].



Figur 25: Experimentell D_{exp} ($\square$) und theoretisch D_{the} ($\times$) bestimmte asymptotische Barrierenerniedrigungen der Reaktionen mit den Projektile ^{32}S (oben), ^{33}S (Mitte) und ^{36}S (unten). Für D_{the} wurde wie im Text beschrieben nur die Ankopplung der inelastischen Anregungen aus den Tabellen 7a und 7b berücksichtigt. Für die mit $\circ$ bezeichneten D_{the} wurden zusätzlich die in Tabelle 8 angegebenen Zustände angekoppelt.

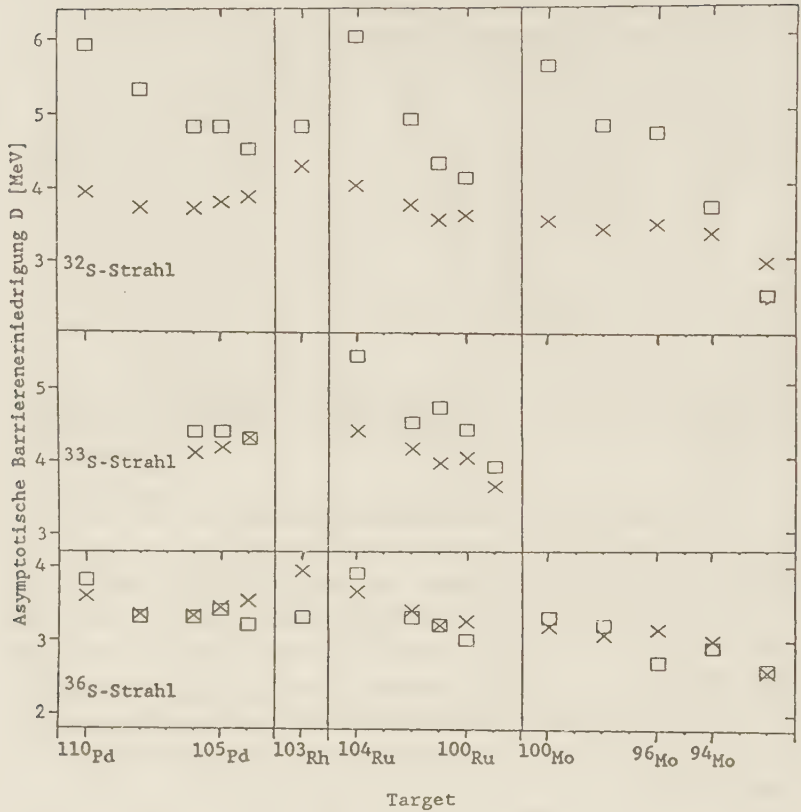
Kern	J^π_{Ord}	E_x [MeV]	λ	$B(E\lambda)$ [W.u.]	β	Referenz
^{105}Pd	$5/2^+_3$	0,56	2	3,1	0,061	[Tay85]
	$3/2^+_2$	0,65	2	4,4	0,072	[Tay85]
	$3/2^+_3$	0,67	2	4,5	0,073	[Tay85]
	$7/2^+_3$	0,70	2	0,5	0,025	[Tay85]
	$5/2^+_4$	0,73	2	1,5	0,042	[Tay85]
	$5/2^+_5$	0,78	2	32,7	0,197	[Tay85]
	$3/2^+_4$	0,96	2	8,1	0,098	[Tay85]

Tabelle 8: Die wie im Text beschrieben bei der Berechnung der $D_{\text{the}}(0)$ in Figur 25 zusätzlich angekoppelten Kanäle. Darstellung wie in Tabelle 7a.

Um den Beitrag höherer Anregungszustände für alle Targets wenigstens annähernd richtig zu beschreiben, wurde für alle Reaktionen ein zusätzlicher Kanal mit einer effektiven Kopplungsstärke von 3,8 MeV und einem effektiven Q-Wert von -2,5 MeV in die Rechnung mit einbezogen. Dieser durch eine Anpassung festgelegte zusätzliche Kanal soll den Beitrag der unbekannten angeregten Zustände in konsistenter Weise simulieren. Die individuell für jedes Target angekoppelten untersten Zustände sollen dagegen die Unterschiede der einzelnen Targets in die Rechnung einbringen.

Figur 26 zeigt, daß mit der Wahl eines „effektiven“ Kanals in der oben angegebenen Weise die D_{exp} -Werte der Reaktionen mit dem Projektil ^{36}S durch die Rechnungen annähernd richtig beschrieben werden können.

Der „effektive“ Kanal kann dabei auch den Einfluß vieler Transferkanäle mitberücksichtigen, die wegen ihres negativen Q-Wertes jeder für sich genommen keinen großen Effekt auf die Fusion ausüben. In ihrer Vielzahl können sie jedoch einen gemeinsamen Beitrag zur Fusion beisteuern, der bei den hier betrachteten Systemen für alle Reaktionen als ähnlich groß angenommen wird.



Figur 26: D_{exp} (□) wie in Figur 25. Für D_{the} (x) wurde wie im Text beschrieben noch ein weiterer Kanal in CCFUS berücksichtigt, der für die unbekannten angeregten Zustände steht.

Ebenso könnte der hier zusätzlich eingeführte Kanal die Unterschätzung der Ergebnisse durch die „finite range constant coupling-“ Näherung im Bereich negativer Q -Werte (siehe Abschnitt 3.2.2. Figur 6) ausgleichen und der Veränderung der kollektiven Zustände durch die Nähe der Kerne zueinander Rechnung tragen, wie sie durch eine Halsbildung zustande kommen kann.

Das Einführen eines solchen „effektiven“ Kanals erlaubt es nicht, die richtige Beschreibung des Experimentes durch die Theorie nachzuweisen. Es ist aber möglich, deutlich zu machen, daß die experimentel-

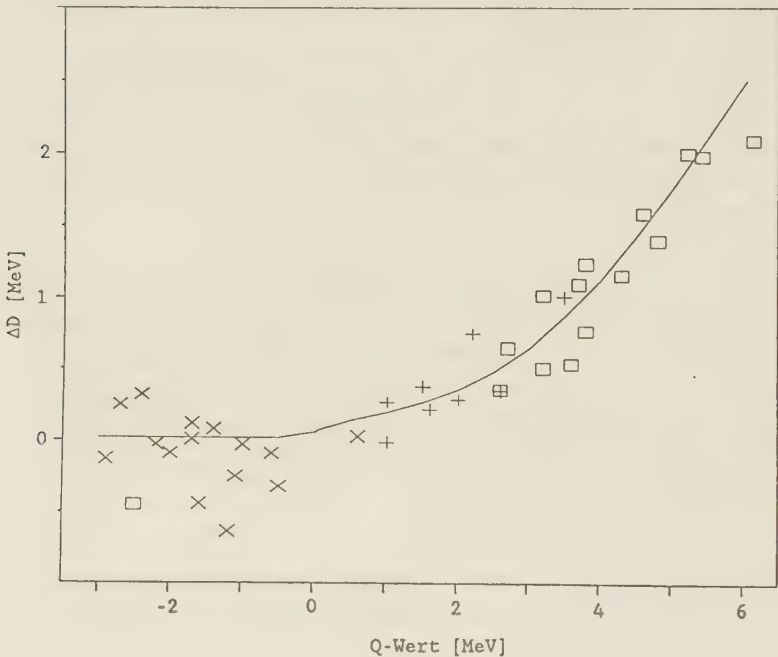
len Daten nach dem augenblicklichen Kenntnisstand nicht im Widerspruch zum in CCFUS verwendeten Modell zu stehen scheinen. Weitergehende Überprüfungen der Theorie können nur durchgeführt werden, wenn der Beitrag zur Erhöhung der Wirkungsquerschnitte durch das Ankoppeln aller angeregten Zustände ausgerechnet werden kann.

Die ungenaue Kenntnis aller relevanten Kanäle schränkt auch die Möglichkeit ein, aus den Berechnungen Schlüsse unter der Annahme zu ziehen, das verwendete Modell wäre richtig. Bei starken Schwankungen der Q-Werte bestimmter Kanäle können aber nach wie vor Folgerungen auf den Beitrag dieser Kanäle gezogen werden. Dies ist insbesondere deshalb möglich, weil für so benachbarte Systeme wie die hier betrachteten keine großen Unterschiede in der Mehrzahl der Kanäle zu erwarten sind und somit auch ähnlich starke Effekte auf die Fusion die Folge sein sollten.

Der ungefähren Beschreibung der D_{exp} für die Reaktion mit dem neutronenmagischen Projektil ^{36}S in Figur 26 steht eine Diskrepanz zu den D_{the} für die Reaktionen mit den anderen beiden Projektilen gegenüber. Um auch für diese Systeme zu einer annähernden Übereinstimmung der D-Werte zu kommen, ist offensichtlich die Berücksichtigung weiterer spezieller Kanäle nötig.

7.3.2. Beitrag durch Zwei-Neutronentransfer

Nach einem Vorschlag von Broglia et al. [Bro83] ist der Transfer von Nukleonen mit positivem Q-Wert möglicherweise eine Ursache für gegenüber eindimensionalen Theorien erhöhte Wirkungsquerschnitte. In Figur 27 ist deshalb die Differenz $\Delta D = D_{\text{exp}} - D_{\text{the}}$ zwischen dem experimentellem und dem theoretischem Wert von D aus Figur 26 über dem größten Q-Wert für Zwei-Neutronentransfer aufgetragen.



Figur 27: Differenz ΔD zwischen D_{exp} und D_{the} aus Figur 26 als Funktion des größten Q-Wertes für Zwei-Neutronentransfer. Es bedeuten: □: Projektil ^{32}S , +: Projektil ^{33}S , x: Projektil ^{36}S . Die durchgezogene Linie stellt die im Text beschriebene Berechnung für das System $^{32}\text{S} \rightarrow ^{102}\text{Ru}$ dar.

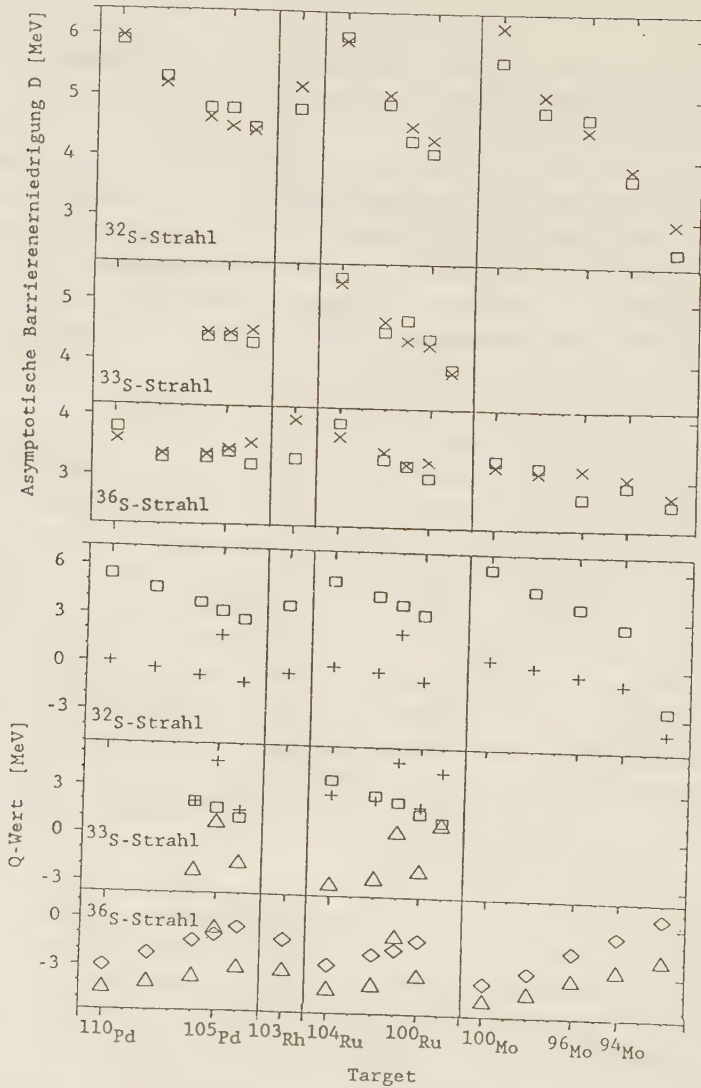
Die durchgezogene Linie in Figur 27 ist das Ergebnis einer Rechnung mit CCFUS für die Reaktion $^{32}\text{S} \rightarrow ^{102}\text{Ru}$. Hier wurde ΔD berechnet als die Differenz zwischen zwei D_{the} -Werten. Der kleinere ist gleich dem oben für Figur 26 verwandten Wert für dessen Berechnung nur die inelastischen Anregungen angekoppelt wurden. Für den größeren wurde

zusätzlich dazu noch ein weiterer Kanal mit einer Kopplungsstärke von 0,4 MeV und dem Q-Wert der Abzisse angenommen.

Der Verlauf der durchgezogenen Linie unterstützt die Interpretation von Figur 27 als einer Korrelation zwischen ΔD und Q-Wert, die auf eine Erhöhung der Wirkungsquerschnitte durch Zwei-Neutronentransfer mit positivem Q-Wert hindeutet. Darüber hinaus verbessert die Berücksichtigung der inelastischen Anregungen von Projektil und Target die Korrelation der Datenpunkte deutlich gegenüber dem entsprechenden Teilbild oben rechts in Figur 23 (Seite 62).

Wird jetzt wie im oberen Teil von Figur 28 für die Berechnung der D_{the} überall neben den inelastischen Anregungen auch der Zwei-Neutronentransfer mit einer Kopplungsstärke $F_{2n} = 0,4$ MeV berücksichtigt, so ergibt sich eine bessere Entsprechung zu den D_{exp} auch für die Reaktionen mit den Projektilen ^{32}S und ^{33}S als dies in Figur 26 möglich war. Der Zwei-Neutronentransfer wurde in die Rechnung mit einbezogen indem ein zusätzlicher Kanal mit der Kopplungsstärke F_{2n} und den Q-Werten für Zwei-Neutronentransfer zum Projektil (^{32}S und ^{33}S) bzw. zum Target (Reaktionen mit ^{36}S) angekoppelt wurde. Diese Transferkanäle wurden ausgewählt, weil sie große positive Q-Werte aufweisen. Durch das Ankoppeln des Zwei-Neutronentransferkanals zum Target für ^{32}S - und ^{33}S -Projekte ergeben sich wegen der negativen Q-Werte nur unwesentliche Auswirkungen auf die D_{the} .

Der Vergleich der Q-Werte für Neutronentransfer im unteren Teil von Figur 28 zeigt, daß für alle Transferreaktionen mit ^{36}S nur sehr kleine oder negative Q's auftreten. Dies erklärt, warum für Fusionsreaktionen mit ^{36}S -Strahl die zusätzliche Berücksichtigung des Zwei-Neutronentransferkanals in Figur 28 die D_{the} nur unwesentlich gegenüber Figur 26 erhöht hat. Dagegen bewirken die bis auf das Target ^{92}Mo stark positiven Q-Werte Q_{2n} für Zwei-Neutronentransfer zum Projektil für Reaktionen mit $^{32,33}S$ -Projektilen, daß dieser zusätzliche Kanal hier sehr viel größere Effekte zeigt.



Figur 28: Vergleich der asymptotischen Barriererniedrigungen mit den Q-Werten für Neutronentransfer

oberes Teilbild: D_{exp} ($\square$) und D_{the} ($\times$) wie in Figur 26. Für D_{the} wurde aber ein weiterer Kanal mit einer Kopplungsstärke $F_{2n} = 0,4$ MeV und dem Q-Wert für Zwei-Neutronentransfer in die Berechnung mit CCUS aufgenommen.

unteres Teilbild: Q-Werte für Neutronentransfer. $\square$: Zwei-Neutronentransfer zum Projektil, $\diamond$: Zwei-Neutronentransfer zum Target, $+$: Ein-Neutronentransfer zum Projektil, $\triangle$: Ein-Neutronentransfer zum Target. Alle nicht aufgeführten Q-Werte sind negativ.

Beim Target ^{92}Mo kehren sich die Q-Wert-Verhältnisse um. Hier ist $Q_{2n}(^{32}\text{S})$ kleiner als der Q-Wert für Zwei-Neutronentransfer zum Target der Reaktion $^{36}\text{S} \rightarrow ^{92}\text{Mo}$. Dies findet eine Entsprechung in den asymptotischen Barrierenerniedrigungen D_{exp} . Nur beim Target ^{92}Mo ist $D_{\text{exp}}(^{32}\text{S})$ kleiner als $D_{\text{exp}}(^{36}\text{S})$. Dies kann als weiteres Indiz für eine Wirkungsquerschnitterhöhung durch Zwei-Neutronentransfer gewertet werden.

7.3.3. Beitrag durch Ein-Neutronentransfer

In Tabelle 9 und im unteren Teil von Figur 28 (Seite 76) ist zu erkennen, daß für Ein-Neutronentransferreaktionen mit ^{33}S -Projektile die Q-Werte Q_{1n} zum Teil größer sind als die Q_{2n} des Zwei-Neutronentransfer der Reaktionen von ^{32}S mit dem gleichen Target. In Anbetracht der schon in der Einleitung gemachten Feststellung, daß im allgemeinen die Wirkungsquerschnitte σ_{1n} für Ein-Neutronentransfer viel größer sind als für Zwei-Neutronentransfer [Ste87] [Ber87], wären für diese ^{33}S -Reaktionen gegenüber den ^{32}S -Reaktionen erhöhte D_{exp} zu erwarten gewesen.

Target	^{32}S				^{33}S				^{36}S			
	+2n	+n	-n	-2n	+2n	+n	-n	-2n	+2n	+n	-n	-2n
^{92}Mo	-2,5	-3,9	-7,1	-10,6					-10,2	-8,3	-1,9	0,6
^{94}Mo	2,6	-0,9	-7,8	-11,8					-5,2	-5,3	-2,6	-0,6
^{96}Mo	3,8	-0,4	-8,4	-12,9					-4,0	-4,7	-3,2	-1,6
^{98}Mo	4,8	0,1	-9,3	-14,2					-2,9	-4,2	-4,1	-2,9
^{100}Mo	6,1	0,5	-9,8	-14,9					-1,7	-3,9	-4,6	-3,6
^{99}Ru					1,0	4,1	0,9	-7,5				
^{100}Ru	3,2	-0,9	-8,4	-12,4	1,5	1,9	-2,0	-7,9	-4,6	-5,3	-3,2	-1,1
^{101}Ru	3,8	2,0	-6,0	-12,9	2,2	4,7	0,4	-8,5	-3,9	-2,4	-0,8	-1,7
^{102}Ru	4,3	-0,4	-9,0	-13,2	2,6	2,3	-2,5	-8,8	-3,5	-4,8	-3,8	-2,0
^{104}Ru	5,2	-0,1	-9,3	-14,0	3,5	2,6	-2,9	-9,6	-2,6	-4,5	-4,1	-2,7
^{103}Rh	3,6	-0,6	-8,2	-12,4					-4,2	-4,9	-3,0	-1,2
^{104}Pd	2,7	-1,2	-8,1	-11,7	1,0	1,5	-1,7	-7,3	-5,1	-5,6	-2,9	-0,5
^{105}Pd	3,2	1,7	-5,6	-12,3	1,6	4,5	0,8	-7,9	-4,5	-2,7	-0,5	-1,0
^{106}Pd	3,7	-0,8	-8,7	-12,6	2,0	2,0	-2,2	-8,2	-4,1	-5,1	-3,5	-1,4
^{108}Pd	4,6	-0,4	-9,0	-13,4					-3,2	-4,8	-3,9	-2,2
^{110}Pd	5,4	-0,0	-9,4	-14,3					-2,4	-4,4	-4,3	-3,0

Tabelle 9: Q-Werte [MeV] für Neutronentransfer der gemessenen Reaktionen. Lesebeispiel: Der Q-Wert für den Zwei-Neutronentransfer zum Projektil der Reaktion $^{92}\text{Mo}(^{32}\text{S}, ^{34}\text{S})^{90}\text{Mo}$ beträgt -2,5 MeV.

Insbesondere sollten die D_{exp} der Reaktionen von ^{33}S mit Targets *ungerader* Neutronenzahl gegenüber den D_{exp} der Reaktionen von ^{33}S mit den Targets mit einer *geraden* Anzahl von Neutronen erhöht sein. Wegen

der Paarungsenergie der Neutronen sind die Q-Werte für Ein-Neutronentransfer zum Grundzustand des Projektils für Reaktionen mit den Targets ungerader Neutronenzahl um mehr als das Doppelte gegenüber Reaktionen mit ihren unmittelbaren Nachbarisotopen erhöht.

Eine starke Korrelation wie sie hier zwischen den asymptotischen Barrierenerniedrigungen und dem Q-Wert für Zwei-Neutronentransfer gefunden worden ist, tritt für den Ein-Neutronentransfer nicht auf. Trotz der großen Unterschiede in den Q-Werten für Ein- und Zwei-Neutronentransfer zum Projektil der Reaktionen mit ^{32}S und ^{33}S folgen die D_{exp} den gleichen Trends und sind von fast gleicher Größe.

In Figur 28 (auf Seite 76) war eine gute Beschreibung der Daten schon allein unter Berücksichtigung des Zwei-Neutronentransfers möglich. Deshalb muß man aus den vorliegenden Ergebnissen schließen, daß der Einfluß des Ein-Neutronentransfers auf die Sub-Coulombfusion sehr klein sein muß im Vergleich zum Beitrag anderer Reaktionskanäle.

7.3.4. Anpassung an die D_{exp} mit CCFUS

Für die Berechnung des Beitrags der verschiedenen Transferkanäle zur Fusion stehen die Wirkungsquerschnitte des Transfers leider nicht zur Verfügung. Die Messung dieser Wirkungsquerschnitte ist in Zusammenarbeit mit einer italienischen Gruppe geplant und für die Nachbarsysteme $^{33}\text{S} \rightarrow ^{90,91,92}\text{Zr}$ schon durchgeführt worden. Die Daten der Messungen mit Zr-Targets werden im Moment analysiert, so daß es schon in naher Zukunft möglich sein wird, für diese Systeme den Zusammenhang zwischen Transfer und Sub-Coulombfusion noch genauer zu untersuchen, als es hier möglich ist.

Um den Einfluß der Transferkanäle auf die Fusion zu untersuchen, wurde in der vorliegenden Arbeit festgestellt, inwieweit neben dem Zwei-Neutronentransfer andere Kanäle in CCFUS berücksichtigt werden können, ohne eine deutliche Verschlechterung der Beschreibung der D_{exp} durch die D_{the} in Figur 28 hinnehmen zu müssen. Hierzu wurden die Kopplungsstärken der Transferkanäle in der vorliegenden Arbeit so angepasst, daß sich eine ungefähre Beschreibung der D_{exp} durch die berechneten D_{the} ergab. Als Q-Werte wurden die Werte aus den Tabellen 6 und 9 (Seiten 64 und 78) in CCFUS eingegeben.

Hierbei ist zu bedenken, daß der zur Fusion führende Transfer zu einem großen Teil zu angeregten Zuständen gehen könnte. Somit wäre eine Korrelation der D_{exp} mit den Q-Werten für einen Transfer zum Grundzustand nicht zu erwarten. Andererseits bedeutet ein positiver Grundzustands-Q-Wert aber auch eine größere Zustandsdichte für Transferübergänge mit kleinen positiven oder leicht negativen Q-Werten zu angeregten Niveaus. Somit könnte eine beobachtete Korrelation zu den Q-Werten für einen Transfer zum Grundzustand eigentlich auf eine durch die höhere Niveaudichte hervorgerufene Vielzahl von Transfers zu angeregten Zuständen hindeuten.

Es ist möglich den Transfer zu angeregten Zuständen in den Rechnungen zu berücksichtigen, indem angenommen wird, der größte Teil des Transfers ginge in einen angeregten Zustand mit einem gegenüber dem Transfer zum Grundzustand verminderten Q-Wert [Lan87] [Sko87]. Nur noch ein kleiner Anteil des Transfers geht in diesem Modell direkt in den Grundzustand über.

Da weder die Transfer-Wirkungsquerschnitte noch die Zustände, in die der Transfer geht, für die hier untersuchten Systeme aus dem Experiment bekannt sind, müßten in der vorliegenden Arbeit nicht nur die Kopplungsstärken sondern auch die Verteilung des Transfers auf den Grundzustand und den effektiven angeregten Zustand und der Q-Wert dieses Zustandes aus einer Anpassung bestimmt werden. Da aber wie unten beschrieben ohnehin schon sehr viele Freiheitsgrade in der Anpassung bestimmt werden müssen, wird in der vorliegenden Arbeit nur der Transfer zum Grundzustand berücksichtigt. Deshalb sind die in der Anpassung bestimmten Kopplungsstärken möglicherweise zu klein. Sie sind als Effektivwerte anzusehen, die für eine Vielzahl von Transfers in angeregten Zustände stehen.

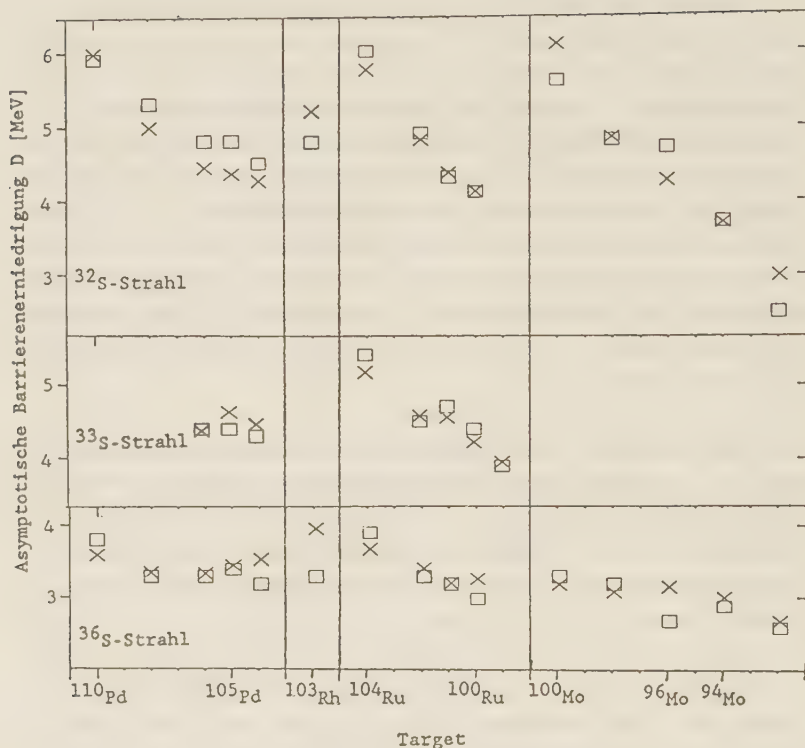
Zwei Beispiele sollen die Größe dieses Effektes veranschaulichen: Der in der Anpassung gefundene Wert für die Kopplungsstärke $F_{2p} = 0,01$ MeV für Zwei-Protonentransfer zum Projektil erhöht sich durch die Verwendung eines um 3 MeV kleineren Q-Wertes auf etwa 0,06 MeV. Für die Kopplungsstärke F_{2n} des Zwei-Neutronentransfers ergibt sich $F_{2n} = 1,4$ MeV statt 0,3 MeV.

Eine Schwierigkeit bei der Anpassung an die D_{exp} ist es, daß im Grunde für jede Ankopplung und jede Reaktion eine andere Kopplungsstärke verwendet werden könnte. Damit stünden aber wesentlich mehr Parameter für die Anpassung zur Verfügung als experimentell gewonnene D_{exp} .

Deshalb wird hier die weitergehende Annahme gemacht, daß die Kopplungsstärken eines bestimmten Transferkanals für alle Reaktionen dieselbe ist.

Diese Annahme erscheint plausibel, da hier benachbarte Systeme betrachtet werden, die sich auch in anderen Eigenschaften nur wenig unterscheiden. Allerdings sind systematische Trends ähnlich derer der Q-Werte für Teilchentransfer wahrscheinlich und die hier getroffenen Feststellungen deshalb mit Vorsicht zu interpretieren.

Das Ergebnis der in Figur 29 dargestellten Anpassung erscheint aber so interessant, daß es trotz der oben genannten Einschränkungen diskutiert werden soll.



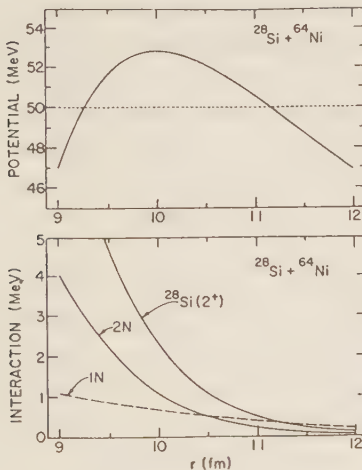
Figur 29: D_{exp} wie in Figur 25 und 28. Die D_{the} sind das Ergebnis der im Text beschriebenen Anpassung an die D_{exp} . Als Kopplungsstärken wurden ermittelt: $F_{2n} = 0,3$ MeV, $F_{1n} = 0,1$ MeV, $F_{2p} = 0,01$ MeV, $F_{1p} = 0,2$ MeV.

Die Kopplungsstärke F_{2p} des Zwei-Protonentransfers zum Target (^{32}S - und ^{33}S -Projekteile) bzw. zum Projektil (^{36}S -Reaktionen) konnte trotz der Korrelation zwischen Q -Werten und D_{exp} nicht größer als 0,03 MeV gewählt werden, da der Anstieg der Q_{2p} mit wachsender Neutronenzahl des Targets zu groß war und die D_{exp} durch die D_{the} sonst bei den Reaktionen $^{32}\text{S} + ^{110}\text{Pd}$, ^{104}Ru , ^{100}Mo und $^{33}\text{S} + ^{104}\text{Ru}$ weit übertroffen worden wären. Als mittlerer Wert fand sich $F_{2p} = 0,01$ MeV.

Für den Ein-Neutronentransferkanal wurde wegen der geringen Korrelation zwischen Q -Werten und D_{exp} in der Anpassung der immer noch relativ kleine Wert von 0,1 MeV gefunden. Dieser Wert ließ sich auf

höchstens 0,13 MeV erhöhen ohne die Anpassung für die Systeme $^{33}\text{S} \rightarrow ^{99,101}\text{Ru}$ und ^{105}Pd signifikant zu verschlechtern.

Eine Erklärung dafür, daß hier für den *Ein*-Neutronentransfer ein relativ zum *Zwei*-Neutronentransfer kleiner Beitrag zur Fusion gefunden worden ist, ist möglicherweise in der unterschiedlichen radialen Abhängigkeit der Kopplungsstärken zu sehen [Lan87]. Figur 30 zeigt, wie F_{1n} bei großen Kernabständen größer ist als F_{2n} . Darauf wäre der gegenüber dem *Zwei*-Neutronentransfer größere Wirkungsquerschnitt des *Ein*-Neutronentransfers zurückzuführen. Dagegen übertrifft F_{2n} die Kopplungsstärke des *Ein*-Neutronentransfers im für die Fusion ausschlaggebenden Bereich unterhalb der Barriere. Deshalb ist es möglich, daß der *Zwei*-Neutronentransfer trotz eines kleineren Transferwirkungsquerschnitts einen größeren Einfluß auf die Fusion ausübt als der *Ein*-Neutronentransfer.



Figur 30: Abbildung aus [Lan87]. Im oberen Teilbild wird der Verlauf des Potentials gezeigt. In der unteren Zeichnung ist der radiale Verlauf der Kopplungsstärken für *Ein*- und *Zwei*-Neutronentransfer und für die Anregung des untersten 2^+ -Zustandes im ^{28}Si dargestellt.

Die Kopplungsstärke F_{2n} für den *Zwei*-Neutronentransfer zum Projektil ($^{32,33}\text{S}$ -) bzw. Target (^{36}S -Reaktionen) mußte auf den relativ großen Wert von 0,3 MeV festgesetzt werden, damit eine ungefähre Beschreibung der Daten möglich wurde. F_{2n} ist die einzige Kopplungsstärke, für die sich auch ein Minimalwert angeben läßt. Wie im Abschnitt 7.3.2. gezeigt wurde, ist eine gute Beschreibung der D_{exp} schon mit

dem Zwei-Neutronentransfer als alleinigem Transferkanal möglich. Es gilt ungefähr $F_{2n} = 0,3 \pm 0,1$ MeV.

Für den Ein-Protonentransfer zum Target ($^{32,33}\text{S}$) bzw. zum Projektil (^{36}S) läßt sich am wenigsten aussagen. Da die Q_{1p} relativ klein sind, ist die Kopplungsstärke F_{1p} nur in weiten Grenzen festgelegt. Hier wurde $F_{1p} = 0,2$ MeV angenommen. Es wäre aber auch $F_{1p} = 0$ MeV oder $F_{1p} = 0,5$ MeV möglich gewesen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Analyse mit CCFUS auf einen dominanten Einfluß des Zwei-Neutronentransfer auf die Fusion hinzuweisen scheint. Obwohl für den Ein-Neutronentransfer ein größerer Wirkungsquerschnitt erwartet wird als für Zwei-Neutronentransfer, konnte kein wesentlicher Beitrag durch Ein-Neutronentransfer zur Fusion festgestellt werden. Der Zwei-Protonentransfer kann nach der Anpassung mit CCFUS nicht stark an die Fusion angekoppelt sein und über den Ein-Protonentransfer läßt sich nicht viel aussagen, da die Q-Werte Q_{1p} einerseits die gleichen Trends aufweisen wie die Q_{2n} und andererseits relativ klein sind.

8. Ausblick

Was ist die Ursache für die erhöhten Wirkungsquerschnitte in der Sub-Coulombfusion? Wie kann man diese Frage in Zukunft näher untersuchen? Natürlich wird hier keine endgültige Antwort auf diese Fragen gegeben. Es soll jedoch auf ein paar Entwicklungen hingewiesen werden, die besonders aussichtsreich erscheinen.

Zum einen bemühen sich die Experimentatoren, alle für die Fusion relevanten Reaktionskanäle zu messen [Ste87] [Bet87] [Hen87] [Gre87]. So sind z.B. von uns in Zusammenarbeit mit einer italienischen Gruppe für die Systeme $^{33}\text{S} \rightarrow ^{90,91,92}\text{Zr}$ sowohl die Anregungsfunktionen der Sub-Coulombfusion als auch des Teilchentransfers gemessen worden. Messungen der Transfer-Wirkungsquerschnitte der Reaktionen der Art $\text{S} \rightarrow \text{Ru}$ sind geplant.

Eine Theorie, die in der Lage wäre mit nur wenigen freien Parametern alle Ausgangskanäle richtig zu beschreiben, gäbe sehr wahrscheinlich auch die richtige Erklärung für die erhöhten Wirkungsquerschnitte der Fusion. Deshalb ist es wichtig mit der Messung aller relevanten Ausgangskanäle die Voraussetzungen für einen so umfassenden Test der Theorie zu schaffen.

Wichtig wäre auch ein experimenteller Test, der eindeutig das Ausmaß der Erhöhung der Wirkungsquerschnitte durch inelastische Anregungen zeigt. Bisher fehlt eine Überprüfung der Theorie in diesem Punkt. Man könnte einer Lösung dieses Problems näherkommen, indem man die Sub-Coulombfusion mit einem System mißt, bei dem einer der Kerne sich in einem metastabilen Zustand befindet. Der Vergleich mit einer Anregungsfunktion, die mit demselben System im Grundzustand gewonnen wurde, sollte den Beitrag zur Erhöhung der Wirkungsquerschnitte durch den angeregten Zustand offenbaren und einen Test der Theorie ermöglichen.

Weitere Informationen über das fusionierende System ergeben auch die Messungen der Drehimpulsverteilungen der Evaporationsrestkerne [Hen86] [Hey87]. Wenn eine ausreichend hohe Meßgenauigkeit erreicht werden kann, sollte es möglich sein, aus den Drehimpulsverteilungen in ähnlicher Weise auf die Barrierenverteilungen zu schließen, wie in

dieser Arbeit aus Anregungsfunktionen Barrierenverteilungen ermittelt werden konnten.

Die Barrierenverteilungen könnten aus gemessenen Anregungsfunktionen noch genauer bestimmt werden, wenn die Messungen schon auf diese Form der Auswertung ausgerichtet würden. Eine größere Meßgenauigkeit der Wirkungsquerschnitte bis in den Bereich von etwa 1 mb hinab erscheint möglich und würde genauere Schlüsse auf die Barrierenverteilungen zulassen.

Die hier angesprochenen Perspektiven in der Forschung zur Sub-Coulombfusion versprechen es der Antwort auf die eingangs gestellte Frage nach den Ursachen für die Erhöhung der Wirkungsquerschnitte ähnlich schnell näherzukommen, wie dies in den vergangenen Jahren möglich gewesen ist.

9. Literaturverzeichnis

- [And86] W. Andrejtscheff, L.K. Kostov, L.G. Kostova, P.Petkov,
H. Rotter, W.D. Fromm, H.Prade, F. Sary,
Nucl. Phys. **A448** (1986) 301

- [Aok83] Y. Aoki, Nucl. Phys. **A394** (1983) 413

- [Bal80] G.C. Ball, O. Häusser, T.K. Alexander, W.G. Davies,
J.S. Forster,
Nucl. Phys. **A349** (1980) 271

- [Bal83] A.B. Balantekin, S.E. Koonin, J.W. Negele,
Phys. Rev. **C28** (1983) 1565

- [Bas80] R. Bass, Nuclear Reactions with Heavy Ions,
Springer Verlag (1980)

- [Bec80] M. Beckerman, M. Salomaa, A. Sperduto, H. Enge, J. Ball,
A. DiRienzo, S. Gazes, Yan Chen, J.D. Molitoris,
Mao Nai-feng,
Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 1472

- [Bec82] M. Beckerman, M.K. Salomaa, A. Sperduto, J.D. Molitoris,
A. Di Rienzo,
Phys. Rev. **C25** (1982) 837

- [Bec84] M. Beckerman, in [Ste84] Seite 16

- [Bec85a] M. Beckerman, Proc. Conf. on Nuclear Structure with Heavy
Ions (1985) 189

- [Bec85b] M. Beckerman, Semiclassical Descriptions of Atomic and
Nuclear Collisions (1985) 315

- [Beg85] S. Beghini, C. Signorini, S. Lunardi, M. Moranda,
G. Fortuna, A.M. Stefanini, W.Meczynski, R. Pengo,
NIM **A239** (1985) 585

- [Ber87] A.M. van den Berg, K.E. Rehm, D.G. Kovar, W. Kutschera,
G.S.F. Stephans, Phys. Lett. **B194** (1987) 334
- [Bet87] R.R. Betts, P.M. Evans, C.N. Pass, N. Poffè, A.E. Smith,
L. Stuttgè, J.S. Lilley, D.W. Banes, K.A. Connell,
J. Simpson, J.R.H. Smith, A.N. James, B.R. Fulton,
wird veröffentlicht in Phys. Rev. Lett.
- [Bev69] P.R. Bevington, Data Reduction and Error Analysis for the
Physical Sciences, McGraw-Hill Book Company (1969)
- [Bla84] J. Blanchot, J.P. Hussion, J. Oms, G. Berrier,
Nucl. Data Sheets **41** (1984) 325
- [Blo77] J. Blocki, J. Randrup, W.J. Swiatecki, C.F. Tsang,
Ann. Phys. (New York) **105** (1977) 427
- [Bro83] R.A. Broglia, C.H. Dasso, S. Landowne, A. Winther,
Phys. Rev **C27** (1983) 2433
- [Bro84] R.A. Broglia, F. Barranco in [Ste84] Seite 196
- [Bur75] S.J. Burger, G. Heymann,
Nucl. Phys. **A243** (1975) 461
- [But75] P.A. Butler, A.J. Brown, P.E. Carr, L.L. Green, A.N. James,
C.J. Lister, J.D. MacArthur, P.J. Nolan,
J.F. Sharpey-Schafer,
J. Phys. **G1** (1975) 543
- [Chr76] P.R. Christensen, A. Winther, Phys. Lett. **65B** (1976) 19
- [Das83] C.H. Dasso, S. Landowne, A. Winther,
Nucl. Phys. **A405** (1983) 381 und Nucl. Phys. **A407** (1983) 221
- [Das87a] C.H. Dasso, S. Landowne, Phys. Lett. **B183** (1987) 141
- [Das87b] C.H. Dasso, S. Landowne, wird veröffentlicht in Comp. Com.

- [End79] P.M. Endt, Atom. Data a. Nucl. Data Tab. **23** (1979) 3
- [Eng77] H.A. Enge, D. Horn, NIM **145** (1977) 271
- [Esb81] H. Esbensen, Nucl. Phys. **A352** (1981) 147
- [Esb86] H. Esbensen, S. Landowne, preprint ANL (1986)
- [For76] J.S. Forster, D. Ward, H.R. Andrews, G.C. Ball, G.J. Costa,
W.G. Davies, I.V. Mitchell,
NIM, **136** (1976) 349
- [Fre83] W.S. Freeman, H. Ernst, D.F. Geesaman, W. Henning,
T.J. Humanic, W. Kühn, G. Rosner, J.P. Schiffer,
B. Zeidman, F.W. Prosser,
Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 1563
- [Fre87] D. De Frenne, E. Jacobs, M. Jacobs, M. Verboven,
Nucl. Data Sheets **45** (1987) 445
- [Gel83] P. De Gelder, E. Jacobs, D. De Frenne,
Nucl. Data Sheets **38** (1983) 586
- [Gre87] D.E. Di Gregorio, wird noch veröffentlicht
- [Hen86] H.J. Hennrich, A. Ruckelshausen, G. Breitbach,
R.D. Fischer, W. Kühn, V. Metag, R. Novotny,
Jahresbericht GSI (1986) 48
- [Hil53] D.L. Hill, J.A. Wheeler, Phys. Rev. **89** (1953) 1102
- [Hae82] R.L. Haese, F.E. Bertrand, B. Harmatz, M.J. Martin,
Nucl. Data Sheets **37** (1982) 331
- [Hen87] W. Henning, F.L.H. Wolfs, J.P. Schiffer, K.E. Rehm,
Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 318
- [Hey87] H.-W. Heyng, Dissertation RKU Heidelberg, 1987

- [Jac85] P. Jacobs private Mitteilungen
- [Jac86] P. Jacobs, Z. Fraenkel, G. Mamane, I. Tserruya,
Phys. Lett. **B175** (1986) 271
- [Kel86] J.G. Keller, K.-H. Schmidt, F.P. Hessberger, G. Muenzenburg,
W. Reisdorf, H.-G. Clerc, C.-C. Sahm,
Nucl. Phys. **A452** (1986) 173
- [Koc75] D.C. Kocher, Nucl. Data Sheets **16** (1975) 55
- [Kra79a] H.J. Krappe, J.R. Nix, A.J. Sierk,
Phys. Lett. **42** (1979) 215 und Phys. Rev. **C20** (1979) 992
- [Kra79b] H.J. Krappe in Lecture Notes in Physics **117** (1979) 312
- [Kra83] H.J. Krappe, K. Möhring, M.C. Nemes, H. Rossner,
Z. Phys. **A314** (1983) 23
- [Lan80] S. Landsberger, R. Lecomte, P. Paradis, S. Monaro
Phys. Rev. **C21** (1980) 588
- [Lan84a] S. Landowne, S.C. Pieper, Phys. Rev. **C29** (1984) 1352
- [Lan84b] L.D. Landau, E.M. Lifschitz,
Quantenmechanik, Akademie-Verlag 1984
- [Lan87] S. Landowne, S.C. Pieper, F. Videbaek,
Phys. Rev. **C35** (1986) 597
- [Luk80] P.Luksch, Nucl. Data Sheets **30** (1980) 633
- [Lor84] H. Lorenz, Diplomarbeit LMU München, 1984
- [Mac85] A.O. Macchiavelli, M.A. Deleplanque, R.M. Diamond,
F.S. Stephens, E.L. Dines, J.E. Draper,
Nucl. Phys. **A432** (1985) 436
- [May79] T. Mayer-Kuckuk, Kernphysik, Teubner Studienbücher 1979

- [Mey71] L. Meyer, phys. stat. sol. (b) **44** (1971) 253
- [Mue82] H.-W. Mueller, Nucl. Data Sheets **35** (1982) 333
- [Mül83] H.-W. Müller, Nucl. Data Sheets **39** (1983) 515
- [Mül85] H.-W. Müller, Nucl. Data Sheets **44** (1985) 362
- [Mül86] H.-W. Müller, Nucl. Data Sheets **48** (1986) 663
- [Mün79] G. Münzenberg, W. Faust, S. Hofmann, P. Armbruster,
K. Güttner, H. Ewald,
NIM **161** (1979) 65
- [Nik66] V.S. Nikolaev, I.S. Dimitriev, Phys. Lett. **22** (1966) 643
- [Pen83] R. Pengo, D. Evers, K.E.G. Löbner, U. Quade, K. Rudolph,
S.J. Skorka, I. Weidl,
Nucl. Phys. **A411** (1983) 255
- [Reh85] K.E. Rehm, F.L. Wolfs, A.M. van den Berg, W. Henning,
Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 280
- [Rei82] W. Reisdorf, F.P. Hessberger, K.D. Hildenbrand, S. Hofmann,
G. Münzenberg, K.H. Schmidt, S.H.R. Schneider,
W.F.M. Schneider, K. Sümmerer, G. Wirth, J.V. Kratz,
K. Schlitt,
Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 1811
- [Rei85] W. Reisdorf, F.P. Hessberger, K.D. Hildenbrand, S. Hofmann,
G. Münzenberg, K.H. Schmidt, J.H.R. Schneider,
W.F.M. Schneider, K. Sümmerer, G. Wirth, J.V. Kratz,
K. Schlitt,
Nucl. Phys. **A438** (1985) 212
- [Rho80] M. Rhoades-Brown, M.H. Macfarlane, S.C. Pieper,
Phys. Rev. **C21** (1980) 2417 und **C21** (1980) 2436

- [Rud83] K. Rudolph, D. Evers, P. Konrad, K.E.G. Löbner, U. Quade, S.J. Skorka, I. Weidl, NIM **204** (1983) 407
- [Sal77] M. Salomaa, H.A. Enge, NIM **145** (1977) 279
- [Say72] R.O. Sayer, Revue de physique appliquée **12** (1972) 1543
- [Sch77] D. Schwalm, E.K. Warburton, Nucl. Phys. **A293** (1977) 425
- [Sch85] W.K. Schomburg, Jahresbericht des Beschleunigerlaboratoriums der Universität und der Technischen Universität München (1985) 10 und Verh. DPG (VI) **21** (1986) 447
- [Sch87a] W.K. Schomburg, L. Corradi, U. Lenz, K.E.G. Löbner, P. Pascholati, U. Quade, K. Rudolph, S.J. Skorka, M. Steinmayer, G. Montagnoli, G. Fortuna, R. Pengo, A.M. Stefanini, S. Beghini, Y. Nagashima, C. Signorini, Verh. DPG (VI) **22** (1987) IV,A-8.6
- [Sch87b] J. Schneider, Promotion Universität München (1987)
- [Siw78] K. Siwek-Wilczyńska, J. Wilczyński, Phys. Lett. **74B** (1978) 313
- [Sko84] S.J. Skorka, D. Evers, K.E.G. Löbner, R. Pengo, U. Quade, K. Rudolph, I. Weidl, Il Nuovo Cimento **81A** (1984) 331
- [Sko86] S.J. Skorka, Proceedings of Beijing International Symposium on Physics at Tandem (1986) 399
- [Sko87] S.J. Skorka, A.M. Stefanini, G. Fortuna, R. Pengo, W. Meczynski, G. Montagnoli, A. Tivelli, S. Beghini, C. Signorini, P.R. Pascholati, wird veröffentlicht in Z. Phys.
- [Ste84] S.G. Steadman, Fusion Reactions Below the Coulomb Barrier, Proceedings, Lecture Notes in Physics **219** (1984)

- [Ste86] A.M. Stefanini, G. Fortuna, R. Pengo, W. Meczynski,
G. Montagnoli, L. Corradi, A. Tivelli, S. Beghini,
C. Signorini, S. Lunardi, M. Morando, F. Soramel,
Nucl. Phys. **A456** (1986)
- [Ste87] A.M. Stefanini, G. Montagnoli, G. Fortuna, R. Menegazzo,
S. Beghini, C. Signorini, A. DeRosa, G. Inglima, M. Sandoli,
F. Rizzo, G. Pappalardo, C. Cardella,
Phys. Lett. **B185** (1987) 15
- [Sto78] R.G. Stokstadt, Y. Eisen, S. Kaplanis, D. Pelte,
U. Smilansky, I. Tserruya,
Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 465
- [Tan85] O. Tanimura, J. Makowska, U. Mosel,
Phys. Lett. **163B** (1985) 317
- [Tay85] D.C. Tayal, V.K. Mittal, Gulzar Singh, H.S. Hans
Phys. Rev. **C32** (1985) 1882
- [Vaz81] L.C. Vaz, J.M. Alexander, G.R. Satchler,
Phys. Rep. **69** (1981) 373
- [Wad78] T. Wada, Nucl. Phys. **A307** (1978) 425
- [Wei82] I. Weidl, Promotion Universität München (1982)
- [Won73] C.Y. Wong, Phys. Rev. Lett. **31** (1973) 766

10. Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde ermöglicht durch die Unterstützung zahlreicher Mitarbeiter der Universität München und des Beschleunigerlaboratoriums in Garching.

Insbesondere gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. S.J. Skorka für die Vergabe der Arbeit und sein stets förderndes Interesse.

Herrn Prof. Dr. K.E.G. Löbner möchte ich danken für hilfreiche Diskussionen und Mithilfe bei den Strahlzeiten.

Für die tatkräftige Mitarbeit beim Betrieb des Spektrometers und in den langen Strahlzeiten danke ich Dr. K. Rudolph, Dr. A.M. Borges, Dr. M. Clemente, U. Lenz, Dr. U. Quade, Dr. M. Steinmayer und Dr. I. Weidl.

Für die Einführung in die Datenanalyse bin ich Dr. R. Pengo zu Dank verpflichtet.

Bei der Rechnergruppe des Beschleunigerlabors bedanke ich mich für die große Hilfsbereitschaft bei allen Problemen, die beim Programmieren und im Zusammenhang mit der Separatorsteuerung auftraten.

Den Mitarbeitern des Targetlabors danke ich für die Herstellung der zahlreichen Targets und den Mitarbeitern des Beschleunigerlaboratoriums für die Bereitstellung und die große Geduld bei den Energieumstellungen des Strahls.

11. Lebenslauf

30.11.55	Geburt in Kiel
29. 5.76	Abitur an der Humboldt-Schule in Kiel
WS 76/77	Immatrikulation an der Christian-Albrechts-Universität in Kiel
1. 9.77	Beginn des Zivildienstes
WS 78/79	Wiederaufnahme des Studiums
Juni/Juli und September 82	Sommerstudent bei CERN in Genf
17. 5.83	Diplom an der Christian-Albrechts-Universität
seit 1.8.83	Promotionsstudium an der Ludwig-Maximilians-Universität in München

